

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Mécanique des fluides, Énergétique, Procédés**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Alix LE BELGUET

Thèse dirigée par **Georges BERTHOUD**
et encadrée par **Magali ZABIÉGO**

préparée au sein du **Laboratoire d'essais pour la Maîtrise des Accidents graves** au **CEA Cadarache**
dans l'**École Doctorale I-MEP2**

Étude de l'ébullition en film du sodium autour d'une sphère à haute température

Thèse soutenue publiquement le **29 Novembre 2013**,
devant le jury composé de :

M. Laurent DAVOUST

Professeur, Grenoble INP, Président

M. Rémi REVELLIN

Maître de conférences, INSA de Lyon, CETHIL, Rapporteur

M. Frédéric TOPIN

Maître de conférences, IUSTI, Polytech'Marseille, Rapporteur

M. Georges BERTHOUD

Professeur, Grenoble INP, Directeur de thèse

M^{me} Magali ZABIÉGO

Ingénieur-chercheur, CEA Cadarache, Invitée

M. Pierre RUYER

Ingénieur-chercheur, IRSN, Invité



REMERCIEMENTS

RÉSUMÉ

Lors d'un accident grave dans un réacteur à neutrons rapides refroidi au sodium, le combustible fondu peut entrer en contact avec le sodium environnant, conduisant alors à une interaction communément appelée *Interaction Combustible-Réfrigérant*. L'objectif de ce travail est d'améliorer la connaissance relative aux transferts thermiques en régime d'ébullition en film du sodium, essentielle pour étudier les risques liés à une éventuelle explosion de vapeur.

Peu d'études, tant expérimentales que théoriques, ont été menées sur l'ébullition en film du sodium. Une unique expérience permet d'étudier l'ébullition en film du sodium en convection naturelle. Lors de l'analyse de ces essais, deux sous-régimes d'ébullition en film, non identifiés par l'auteur mais déjà observés pour l'eau, ont été mis en évidence : un régime de film qualifié de *stable*, sans contact liquide-solide, et un régime de film qualifié d'*instable*, avec contacts. D'un point de vue théorique, un seul modèle dédié à l'ébullition en film du sodium est proposé dans la littérature, dont l'analyse a révélé de nombreux défauts.

Dans un premier temps, une analyse d'échelles du problème a été effectuée en convection naturelle et en convection forcée, en distinguant les cas d'un fort et d'un faible sous-refroidissement. Cette approche simplifiée, cohérente avec les résultats expérimentaux, a permis de définir les nombres adimensionnels pertinents pour l'établissement de corrélations.

Un modèle a ensuite été développé pour traiter l'ébullition en film du sodium autour d'une sphère dans le cas le plus général - en convection naturelle ou forcée, pour un métal liquide saturé ou sous-refroidi. Ce modèle est basé sur l'approximation de double couche limite et met en œuvre une méthode intégrale en considérant les termes inertiels et convectifs, classiquement négligés, dans les équations de bilan de l'écoulement de vapeur. Par ailleurs, le rayonnement est pris en compte de manière couplée à l'interface liquide-vapeur et contribue directement à la production de vapeur.

Ce modèle permet d'évaluer correctement le flux de chaleur perdu par un corps chaud en comparaison aux résultats des essais, en particulier lorsque ceux-ci sont corrigés des biais expérimentaux. La partition du flux de chaleur, entre chauffage et vaporisation, est également estimée : il s'agit d'une information indispensable à la description d'une explosion de vapeur et non accessible expérimentalement. En outre, l'influence de différents paramètres - sous-refroidissement du sodium, surchauffe et diamètre de la sphère, vitesse de l'écoulement externe, pression du système - dans les conditions pouvant être celles d'un accident grave a été étudiée.

Enfin, un modèle simplifié a été utilisé pour étudier la transition entre les deux sous-régimes d'ébullition en film identifiés dans l'expérience. Les tendances obtenues par cette approche sont analogues à celles observées expérimentalement.

Mots clés : ébullition en film, transferts thermiques, sodium, stabilité du film de vapeur.

ABSTRACT

Title: Study of sodium film-boiling heat transfer from a high-temperature sphere

During a severe accident in a sodium-cooled fast reactor, molten fuel may come into contact with the surrounding liquid sodium, resulting in a so-called *Fuel-Coolant Interaction*. This work aims at providing a better understanding and knowledge of the associated heat transfer, likely to be in the film-boiling regime and required to study the risks related to a vapor explosion.

Scarce literature has been found on sodium film boiling, both from an experimental and a theoretical point of view. Only one experiment has been conducted to investigate sodium pool film-boiling heat transfer. In our analysis of the experiment, two film-boiling regimes have been identified: a *stable* film boiling regime, without liquid-solid contact, and an *unstable* film-boiling regime, with contacts. Besides, the only theoretical model dedicated to sodium film boiling has shown some weaknesses.

First, a scaling analysis of the problem has been proposed for free and forced convection, considering the two extreme cases of saturated and highly subcooled liquid. This simplified approach, which shows a good agreement with the experimental data, provides the dimensionless numbers which should be used to build correlations.

A theoretical model has been developed to describe sodium film-boiling heat transfer from a hot sphere in free and forced convection, whatever the liquid subcooling. It is based on a two-phase laminar boundary layer integral method and includes the inertial and convective terms in the vapor momentum and energy equations, usually neglected. The radiation has been taken into account in the interfacial energy balance and contributes directly to produce vapor.

This model enables to predict the heat lost from a hot body within an acceptable error compared to the tests results especially when the experimental uncertainties are considered. The heat partition between liquid heating and vaporization, essential to study the vapor explosion phenomenon, is also estimated. The influence of different parameters - sodium subcooling, sphere superheat and diameter, external flow velocity, system pressure - under accident conditions has been studied.

Eventually, a simplified model has been used to investigate the transition between the two film boiling regimes identified in the experiment. The trends obtained with this approach are similar to those observed experimentally.

Key words: film-boiling heat transfer, sodium, vapor film stability.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	I
RÉSUMÉ.....	III
ABSTRACT	IV
TABLE DES MATIÈRES	V
LISTE DES FIGURES	IX
LISTE DES TABLEAUX	XV
NOMENCLATURE.....	XIX
INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE 1 ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE.....	5
1. Généralités sur les régimes d'ébullition	7
1.1. La courbe classique d'ébullition	7
1.2. Mise en évidence de deux sous-régimes d'ébullition en film	8
1.3. Influence des contacts sur le transfert de chaleur	9
2. Expériences d'ébullition en film du sodium	12
2.1. Expérience de Farahat (1971).....	12
2.2. Expérience de Zimmer (1991)	12
3. Connaissances actuelles sur l'ébullition en film	14
3.1. Configuration du film de vapeur	14
3.1.1. Effet du diamètre de la sphère	15
3.1.2. Effet du sous-refroidissement et de la surchauffe.....	17
3.1.3. Effet de la convection forcée de l'écoulement externe	18
3.2. Température minimum d'ébullition en film, T_{MFB}	18
3.2.1. Corrélations empiriques.....	19
3.2.2. Considérations hydrodynamiques	20
3.2.3. Considérations thermodynamiques.....	22
3.2.4. Conclusion	27
3.3. Transferts thermiques en ébullition en film	28
3.3.1. Généralités	28
3.3.2. Corrélation de Farahat (1971).....	30
3.3.3. Modèle de Farahat & El-Halfawy (1975).....	31
3.3.4. Corrélations du code SIMMER	33

3.4. Influence de différents paramètres sur T_{MFB} et h_{FB}	40
3.4.1. La surchauffe de la paroi	41
3.4.2. Le sous-refroidissement du liquide	41
3.4.3. Le diamètre de la sphère	42
3.4.4. La vitesse de l'écoulement environnant	44
3.4.5. La pression du système	45
3.4.6. La nature et l'état de la surface	47
3.5. Contacts liquide-solide en régime d'ébullition en film	49
4. Objectifs de la thèse	51
CHAPITRE 2 L'EXPÉRIENCE DE FARAHAT, L'UNIQUE EN SODIUM	53
1. Description de l'expérience	55
1.1. Dispositif expérimental	55
1.2. Procédure expérimentale et traitement des données	56
1.3. Incertitudes sur le flux de chaleur	58
2. Résultats de l'expérience	62
2.1. Courbes d'ébullition de Farahat	62
2.2. Influence de différents paramètres de contrôle	65
2.2.1. Le diamètre de la sphère (essais 24, 38 et 41 - essais 30 et 43)	65
2.2.2. La surchauffe initiale de la sphère (essais 24 à 29)	67
2.2.3. Le sous-refroidissement du sodium (essais 24, 30, 32, 33 et 36)	69
2.2.4. La profondeur d'immersion de la sphère (essais 35 et 36)	70
2.3. Commentaires	71
CHAPITRE 3 ANALYSE SIMPLIFIÉE DE L'ÉBULLITION EN FILM DU SODIUM.....	75
1. Démarche de l'étude	77
2. Ébullition en film du sodium en convection naturelle	78
2.1. Description du système	78
2.2. Hypothèses simplificatrices	79
2.3. Équations fondamentales du problème	80
2.4. Analyse d'échelles	82
2.4.1. Cas 1 : Fort sous-refroidissement du liquide (faible vaporisation)	83
2.4.2. Cas 2 : Faible sous-refroidissement du liquide (forte vaporisation)	85
2.4.3. Critères de sélection du cas 1 ou 2	87
3. Ébullition en film en convection forcée	89
3.1. Définition du système étudié et hypothèses simplificatrices	89
3.2. Équations fondamentales du problème	89
3.3. Analyse d'échelles	91
3.3.1. Cas 1 : Fort sous-refroidissement du liquide (faible vaporisation)	91
3.3.2. Cas 2 : Faible sous-refroidissement du liquide (forte vaporisation)	92
3.3.3. Critère de sélection du cas 1 ou 2	95
4. Application à l'expérience de Farahat	97
CHAPITRE 4 MODÈLE D'ÉBULLITION EN FILM STABLE DU SODIUM AUTOUR D'UNE SPHÈRE	105
1. Formulation mathématique du problème	107
1.1. Description du système étudié	107

1.2. Hypothèses simplificatrices	108
1.3. Équations fondamentales du problème	108
2. Mise en œuvre d'une méthode intégrale	111
2.1. Définition des profils de vitesse et de température	111
2.2. Équations intégrales	113
2.2.1. Intégration des équations de continuité	114
2.2.2. Intégration des équations de quantité de mouvement et d'énergie	115
2.2.3. Bilan : le système d'équations obtenu	119
2.3. Variables et équations adimensionnelles	120
3. Résolution numérique du modèle	122
3.1. Calcul des coefficients et de leur dérivée	122
3.2. Calcul des fonctions auxiliaires et de leur dérivée	123
3.3. Conditions initiales	124
3.4. Résolution du système d'équations différentielles	125
3.5. Calcul des flux de chaleur	127
4. Introduction du rayonnement à l'interface liquide-vapeur	130
CHAPITRE 5 RÉSULTATS DU MODÈLE DÉVELOPPÉ ET DISCUSSION	133
1. Étude du système Ta-Na en convection naturelle - Application à l'expérience de Farahat	135
1.1. Un exemple : cas de l'essai 41 de Farahat	135
1.2. Comparaison à l'expérience de Farahat (1971)	141
1.2.1. Comparaison des résultats du modèle à $q_{\max, \exp}$	142
1.2.2. Comparaison des résultats du modèle aux courbes d'ébullition en film <i>stable</i> de Farahat ...	147
1.3. Comparaison au modèle de Farahat et El-Halfawy et à la corrélation de SIMMER	151
1.3.1. Comparaison du modèle de Farahat et El-Halfawy à la corrélation de SIMMER	151
1.3.2. Comparaison du modèle de Farahat et El-Halfawy à l'expérience et au modèle développé ..	153
2. Étude du système $\text{UO}_2\text{-Na}$ en convection forcée	157
2.1. Comparaison à la corrélation de SIMMER en convection forcée	157
2.2. Effet de la vitesse de l'écoulement externe	159
2.3. Effet de la surchauffe de la sphère	163
2.4. Effet du sous-refroidissement du sodium	165
2.5. Effet du diamètre de la sphère	168
2.6. Effet de la pression	169
CHAPITRE 6 ÉVALUATION DE LA TRANSITION FILM STABLE-FILM INSTABLE	173
1. Description de la démarche adoptée	175
2. Approche simplifiée de Berthoud appliquée au système $\text{Sn-H}_2\text{O}$	177
3. Étude du système Ta-Na : application aux essais de Farahat	179
4. Étude du système $\text{UO}_2\text{-Na}$	183
4.1. Cas de la convection naturelle	183
4.2. Cas de la convection forcée	184
4.3. Effet du diamètre de la sphère	186
4.4. Effet de la pression du système	187
CONCLUSION	189

RÉFÉRENCES	193
ANNEXES	199
1. Équation d'état et propriétés du sodium	201
1.1. L'équation d'état du sodium de SIMMER.....	201
1.1.1. Domaine de validité des équations.....	201
1.1.2. Pression de vapeur saturante et température de saturation	202
1.1.3. Équations de la phase vapeur	203
1.1.4. Équations la phase liquide	206
1.1.5. Enthalpie de changement de phase.....	210
1.2. Propriétés thermophysiques d'intérêt	210
1.2.1. Chaleur spécifique.....	210
1.2.2. Le coefficient de dilatation thermique.....	212
1.2.3. La conductivité thermique	213
1.2.4. La viscosité dynamique	214
1.2.5. La tension de surface	215
1.3. Propriétés optiques du sodium	215
1.3.1. Sodium liquide	215
1.3.2. Vapeur de sodium	219
1.4. Comparaison eau/sodium	222
2. Propriétés du tantale, de l' UO_2 et de l'alumine	225
2.1. Le tantale.....	225
2.2. L' UO_2 225	
2.3. L'alumine	226
3. Modèle de Farahat et El-Halfawy (1975).....	229
3.1. Description du problème.....	229
3.2. Profil de vitesse dans le film de vapeur	230
3.3. Mise en équations du problème	232
3.4. Corrélation d'ébullition en film	234
4. Corrélations d'ébullition en film pour les fluides classiques dans le cas saturé.....	237
5. Expérience de Farahat (1971) : courbes d'ébullition.....	241
6. Vérification des hypothèses du modèle pour les essais de Farahat.....	249
6.1. Température de sphère uniforme et constante (H1)	249
6.2. Interface L-V lisse (H2).....	251
6.3. Approximation de la couche limite (H3).....	253
6.4. Variation de pression et de température à l'interface L-V (H4 et H5)	254
6.5. Écoulements laminaires et incompressibles (H7).....	257
7. Résultats du modèle.....	259
8. Compléments sur l'étude simplifiée de la transition film stable - film instable	263

LISTE DES FIGURES

Figure 1-1 - Courbe classique d'ébullition.....	7
Figure 1-2 - Évolution temporelle de la fraction d'aire mouillée par le liquide (A_C/A)	8
Figure 1-3 - Courbes d'ébullition obtenues dans les expériences de Honda (1992).....	10
Figure 1-4 - Variation de la densité de flux de chaleur (a) et du courant électrique (b) due aux contacts L-S au cours du refroidissement de la sphère (c) (Honda, 1995).....	11
Figure 1-5 - Relevé de la pression à la surface du bain de sodium pour une réaction spontanée	13
Figure 1-6 - Configuration du film de vapeur autour d'une sphère en convection naturelle en fonction de son diamètre.....	15
Figure 1-7 - Configuration du film de vapeur pour un liquide saturé et sous-refroidi en convection naturelle (Liu, 1996)	17
Figure 1-8 - Configuration du film de vapeur en convection forcée pour un liquide saturé et sous-refroidi (Liu, 1996)	18
Figure 1-9 - Corrélations empiriques de Farahat et Zimmer pour T_{MFB} en fonction du sous-refroidissement	19
Figure 1-10 - Modèle d'ébullition en film sur une surface horizontale avec développement d'IRT à l'interface L-V (Berenson, 1961).....	20
Figure 1-11 - Corrélations pour T_{MFB} issues de la théorie hydrodynamique et de l'expérience en fonction du sous-refroidissement pour le système Ta-Na et Al_2O_3 -Na	22
Figure 1-12 - Corrélations pour T_{MFB} issues de la théorie thermodynamique et de l'expérience en fonction du sous-refroidissement pour le système Ta-Na	27
Figure 1-13 - Corrélations pour T_{MFB} issues de la théorie hydrodynamique (Henry), thermodynamique (SIMMER) et de l'expérience (Farahat) en fonction du sous-refroidissement pour le système Ta-Na.....	27
Figure 1-14 - Corrélation d'ébullition en film de Farahat comparée aux données expérimentales (essais 24 et 35)	31
Figure 1-15 - Comparaison des résultats du modèle de Farahat et El-Halfawy (1975) aux points expérimentaux de Farahat (1971).....	32
Figure 1-16 - Comparaison des résultats du modèle de Farahat et El-Halfawy (1975) aux points expérimentaux de Farahat (1971).....	33
Figure 1-17 - Corrélation d'ébullition en film en convection naturelle de SIMMER (équation (1-34)) comparée aux données expérimentales et à la corrélation empirique de Farahat (équation (1-30)) pour le sodium (Brear, 1998)	36
Figure 1-18 - Corrélation d'ébullition en film en convection naturelle de SIMMER (équation (1-34)) comparée aux données expérimentales et à la corrélation empirique de Dhir (équation (1-38)) pour l'eau (Brear, 1998)	37
Figure 1-19 - Corrélation d'ébullition en film en convection forcée de SIMMER comparée aux données en eau saturée de Dhir et Purohit (1978) et à d'autres corrélations (Brear, 1998).....	39
Figure 1-20 - Influence du degré de sous-refroidissement sur la courbe d'ébullition (Dwyer, 1976)	42

Figure 1-21 - Influence de la taille de la sphère sur T_{MFB} pour de l'eau saturée (Gunnerson, 1979)	42
Figure 1-22 - Variation du coefficient de transfert thermique en ébullition en film autour d'un cylindre en fonction du rapport D/l_c (Hendricks, 1969).....	43
Figure 1-23 - Variation du coefficient de transfert thermique en ébullition en film autour d'une sphère en fonction du rapport D/l_c	44
Figure 1-24 - Influence de la convection forcée sur la courbe d'ébullition (Carey, 1992)	45
Figure 1-25 - Influence de la pression sur T_{MFB} et sur T_i (température d'interface) pour de l'eau saturée (Sakurai, 1990-b).....	45
Figure 1-26 - Variation de h_{FB} en fonction de $P^* = P/P_{Crt}$ lors de l'ébullition en film de l'azote liquide pour différents diamètres du cylindre.....	46
Figure 1-27 - Influence du mouillage de la paroi sur la valeur de T_{MFB}	48
Figure 1-28 - Influence de l'état de surface (oxydation et rugosité) sur T_{MFB} et q_{MFB} (Carey, 1992).....	48
Figure 1-29 - Mécanismes de contact L-S : instabilités de cisaillement à l'interface L-V (a) et entraînement de gouttes dans le film de vapeur (b)	49
Figure 1-30 - Mécanisme de contact L-S en régime d'ébullition en film liées aux IRT.....	50
Figure 1-31 - Courbe d'ébullition classique (1) et celle présentant les 2 sous-régimes d'ébullition en film (2) ...	51
Figure 2-1 - Schéma du dispositif expérimental avec une vue agrandie de la sphère de tantale maintenue par une tige	56
Figure 2-2 - Oscillogramme montrant les différents régimes d'ébullition observés (résultats de l'essai 36)	57
Figure 2-3 - Influence de la présence d'une tige support sur la détermination de T_{MFB} (Gunnerson, 1979).....	59
Figure 2-4 - Différentes géométries utilisées dans les expériences de Liu et Theofanous (Liu, 1996)	60
Figure 2-5 - Répétabilité de l'expérience de Farahat	61
Figure 2-6 - Courbes d'ébullition des essais 38 et 39 avant et après lissage (Farahat, 1971).....	63
Figure 2-7 - Mise en évidence de deux sous-régimes d'ébullition en film sur la courbe d'ébullition de l'essai 39	63
Figure 2-8 - Illustration des deux sous-régimes d'ébullition en film sur la courbe d'ébullition de l'essai 39	64
Figure 2-9 - Représentation de ΔT_{MFB} en fonction du sous-refroidissement à partir des données expérimentales (courbes brutes : $\Delta T_{MFB,1}$ et $\Delta T_{MFB,2}$) et de la corrélation de Farahat (ΔT_{MFB}) donnée par l'équation (1-7)	65
Figure 2-10 - Influence du diamètre de la sphère sur la courbe d'ébullition ($\Delta T_{Sub} = 4.1$ K).....	66
Figure 2-11 - Influence du diamètre de la sphère sur la courbe d'ébullition ($\Delta T_{Sub} = 29.1$ K).....	67
Figure 2-12 - Influence de la température initiale de sphère sur la courbe d'ébullition du sodium	68
Figure 2-13 - Distribution radiale de température dans la sphère pour T_s proche de T_{MFB}	69
Figure 2-14 - Influence du degré de sous-refroidissement du sodium sur la courbe d'ébullition ($D_s = 2.54$ cm). 70	
Figure 2-15 - Influence de la profondeur d'immersion de la sphère sur la courbe d'ébullition	70
Figure 2-16 - Différences entre le système considéré par Farahat pour le calcul de q_{FB} et le système réel.....	73
Figure 3-1 - Géométrie du problème	78
Figure 3-2 - Profil de vitesse et de température dans le film de vapeur et les couches limites liquides	84
Figure 3-3 - Profil de vitesse et de température dans le film de vapeur et les couches limites liquides	86
Figure 3-4 - Analyse d'échelles de l'ébullition en film en convection naturelle.....	88
Figure 3-5 - Profil de vitesse et de température dans le film de vapeur et les couches limites liquides	91
Figure 3-6 - Profil de vitesse et de température dans le film de vapeur et les couches limites liquides	93
Figure 3-7 - Analyse d'échelles de l'ébullition en film en convection forcée.....	96

Figure 3-8 - Extrapolation du flux de chaleur à saturation à partir des essais de Farahat pour différents diamètres de sphère et différentes surchauffes	102
Figure 3-9 - Variation du nombre de Nusselt pour du sodium saturé en convection naturelle en fonction de Sp	103
Figure 4-1 - Les différentes étapes de l'établissement du modèle d'ébullition en film stable du sodium	106
Figure 4-2 - Géométrie du système étudié	107
Figure 4-3 - Densités de flux entrant et sortant d'un volume élémentaire compris entre θ_i et θ_{i+1} lors de l'ébullition en film autour d'une sphère	127
Figure 4-4 - Géométrie sphérique et surface d'échange sphère-vapeur	128
Figure 4-5 - Surfaces d'intégration des flux en géométrie sphérique	129
Figure 4-6 - Densités de flux entrant et sortant d'un volume élémentaire compris entre θ_i et θ_{i+1} lors de l'ébullition en film autour d'une sphère avec prise en compte du rayonnement	131
Figure 5-1 - Évolution de l'épaisseur du film de vapeur et des couches limites liquides le long de la sphère....	136
Figure 5-2 - Évolution du taux de vaporisation le long de la sphère.....	136
Figure 5-3 - Évolution de la vitesse tangentielle adimensionnelle (W_{LV}) et dimensionnelle (u_{LV}) à l'interface L-V le long de la sphère.....	137
Figure 5-4 - Profils de vitesse dans les écoulements liquide et vapeur (θ en rad).....	137
Figure 5-5 - Profil de la vitesse adimensionnelle dans les écoulements vapeur (W_v) et liquide (W_l) (θ en rad)	138
Figure 5-6 - Profils de température dans les écoulements liquide et vapeur (θ en rad)	138
Figure 5-7 - Profil de la température adimensionnelle dans les écoulements vapeur et liquide (θ en rad).....	139
Figure 5-8 - Évolution des densités de flux le long de la sphère	139
Figure 5-9 - Évolution du flux convecté le long de la sphère	140
Figure 5-10 - Courbes d'ébullition en film dans le cas où $D = 2.54$ cm, $\Delta T_{Sub} = 4.1$ K et $u_\infty = 10^{-4}$ m.s ⁻¹	148
Figure 5-11 - Courbes d'ébullition en film dans le cas où $D = 2.54$ cm, $\Delta T_{Sub} = 14.1$ K et $u_\infty = 10^{-4}$ m.s ⁻¹	148
Figure 5-12 - Courbes d'ébullition en film dans le cas où $D = 1.27$ cm, $\Delta T_{Sub} = 4.1$ K et $u_\infty = 10^{-4}$ m.s ⁻¹	148
Figure 5-13 - Effet du sous-refroidissement et du diamètre sur la courbe d'ébullition en film (modèle et expérience) en convection naturelle	149
Figure 5-14 - Courbe d'ébullition en film de l'essai 24.....	149
Figure 5-15 - Courbes d'ébullition en film dans le cas où $D = 2.54$ cm et $\Delta T_{Sub} = 4.1$ K	150
Figure 5-16 - Courbes d'ébullition en film dans le cas où $D = 2.54$ cm et $\Delta T_{Sub} = 14.1$ K	150
Figure 5-17 - Comparaison du modèle d'ébullition en film développé (ALB) avec le modèle de Farahat et El-Halfawy (FEH) et la corrélation de SIMMER.....	154
Figure 5-18 - Profils de vitesse tangentielle dans le film de vapeur d'après les modèles ALB et FEH ($\beta = 3$ et 12) en $\theta \approx \pi/2$	155
Figure 5-19 - Comparaison des densités flux de chaleur moyennes totales évaluées à partir de la corrélation de SIMMER et du modèle ALB	158
Figure 5-20 - Évolution de la vitesse tangentielle interfaciale adimensionnelle le long de la sphère	159
Figure 5-21 - Profils de vitesse dans les écoulements liquide et vapeur (θ en rad) pour $u_\infty = 40$ m.s ⁻¹	160
Figure 5-22 - Profil de la vitesse adimensionnelle dans l'écoulement de vapeur (θ en rad) pour $u_\infty = 40$ m.s ⁻¹	160
Figure 5-23 - Profil de la température adimensionnelle dans l'écoulement de vapeur (θ en rad) pour $u_\infty = 40$ m.s ⁻¹	161
Figure 5-24 - Variation de q_{svm} calculée à partir du modèle ALB et de la corrélation de SIMMER en convection forcée en fonction de $(u_\infty)^{0.5}$	161

Figure 5-25 - Influence de la vitesse u_{∞} sur la répartition du flux de chaleur et sur l'importance des effets convectifs dans le film de vapeur	162
Figure 5-26 - Influence de la vitesse u_{∞} sur le taux de production de vapeur	162
Figure 5-27 - Influence de la température de la sphère sur les densités de flux de chaleur	163
Figure 5-28 - Influence de la température de la sphère sur la densité de flux de chaleur totale moyenne évaluée à partir du modèle ALB et de la corrélation de SIMMER en convection forcée	164
Figure 5-29 - Influence de la température de la sphère sur la partition du flux de chaleur et sur l'importance des effets convectifs dans le film de vapeur	165
Figure 5-30 - Influence de la température de la sphère sur l'épaisseur du film de vapeur et le taux de vaporisation	165
Figure 5-31 - Influence du sous-refroidissement sur la partition du flux de chaleur, sur les effets convectifs dans le film (a) ainsi que sur q_{SVm} (b)	166
Figure 5-32 - Influence du sous-refroidissement (noté ΔT_L) sur l'épaisseur du film de vapeur autour de la sphère	166
Figure 5-33 - Influence du sous-refroidissement sur la densité de flux de chaleur cédée par la sphère, q_{SVm} , évaluée à partir du modèle et de la corrélation de SIMMER en convection forcée	167
Figure 5-34 - Variation de q_{SVm} (a) et de $\delta_v(0)$ (b) en fonction du diamètre de la sphère	168
Figure 5-35 - Variation de q_{vap}/q_{vi} en $\theta = 0$ en fonction de $D^{1/2}$	169
Figure 5-36 - Variation de q_{SVm} évaluée à partir du modèle et de la corrélation de SIMMER en convection forcée	169
Figure 5-37 - Effet de la pression sur la densité de flux de chaleur totale moyenne cédée par la sphère, q_{SVm}	170
Figure 5-38 - Effet de la pression sur la densité de flux de chauffage (q_{il}) et de vaporisation (q_{vap}) (a) ainsi que sur la partition du flux de chaleur (q_{vap}/q_{il}) et sur l'importance des effets convectifs dans le film ($(q_{sv}-q_{vi})/q_{sv}$) en $\theta = 0$ (b)	171
Figure 5-39 - Effet de la pression sur l'épaisseur du film de vapeur : évolutions de δ_v en fonction de θ et de $\delta_v(0)$ en fonction de P	171
Figure 5-40 - Évolution de h_{FB} en fonction du rapport P/P_{Crt} obtenu à partir du modèle et de la corrélation de SIMMER en convection forcée	172
Figure 6-1 - Expérience de chute d' UO_2 dans du sodium illustrant la fragmentation fine de l' UO_2 selon le sous-refroidissement du sodium (Amblard, 1970)	176
Figure 6-2 - Zone d'interaction (TIZ) pour une goutte d'étain (12 g) chutant dans de l'eau (Dullforce, 1976) ..	177
Figure 6-3 - Approche simplifiée pour l'étude de la transition film stable/film instable du système Sn- H_2O (Berthoud)	178
Figure 6-4 - Évolution de l'épaisseur du film de vapeur en fonction du sous-refroidissement pour différentes températures de sphère	180
Figure 6-5 - Comparaison de la température limite de convergence du modèle avec $T_{MFB,1}$ et $T_{MFB,2}$ relevées sur les courbes expérimentales de Farahat (annexe 5)	181
Figure 6-6 - Évolution de $T_{MFB,1}$ en fonction du sous-refroidissement en convection naturelle pour le système Ta-Na	182
Figure 6-7 - Évolution de $T_{MFB,1}$ en fonction du sous-refroidissement en convection naturelle pour le système UO_2 -Na	184
Figure 6-8 - Effet de la vitesse de l'écoulement externe sur $T_{MFB,1}$ pour le système UO_2 -Na	185
Figure 6-9 - Effet du diamètre de la sphère sur $T_{MFB,1}$ pour le système UO_2 -Na en convection forcée	186

Figure 6-10 - Effet de la pression sur $T_{MFB,1}$ pour le système UO_2 -Na en convection forcée évaluée à partir du modèle ALB	187
---	-----

Annexes

Figure A 1-1 - Domaine de validité de l'équation d'état utilisée	202
Figure A 1-2 - Pression de vapeur saturante et température de saturation du sodium	203
Figure A 1-3 - Masse volumique de la vapeur en fonction de la température à différentes pressions	204
Figure A 1-4 - Volume spécifique du sodium à saturation en fonction de la température	206
Figure A 1-5 - Énergie interne spécifique du sodium à saturation en fonction de la température	206
Figure A 1-6 - Compressibilité adiabatique du sodium en fonction de la température	209
Figure A 1-7 - Masse volumique du sodium liquide saturé en fonction de la température	209
Figure A 1-8 - Chaleur latente de vaporisation du sodium (a) en fonction de la pression (b) à saturation en fonction de la température	210
Figure A 1-9 - Chaleurs spécifiques à volume et pression constantes de la vapeur de sodium à saturation en fonction de la température	211
Figure A 1-10 - Chaleur spécifique à pression constante de la vapeur de sodium en fonction de la température à différentes pressions	211
Figure A 1-11 - Chaleur spécifique à pression constante du sodium liquide en fonction de la température	212
Figure A 1-12 - Coefficient de dilatation thermique du sodium en fonction de la température	212
Figure A 1-13 - Conductivité thermique de la vapeur de sodium en fonction de la température à différentes pressions	213
Figure A 1-14 - Conductivité thermique du sodium à saturation en fonction de la température	213
Figure A 1-15 - Viscosité dynamique de la vapeur de sodium en fonction de la température à différentes pressions	214
Figure A 1-16 - Viscosité dynamique du sodium à saturation en fonction de la température	214
Figure A 1-17 - Tension de surface du sodium en fonction de la température	215
Figure A 1-18 - Coefficient d'absorption du sodium liquide en fonction de la longueur d'onde	216
Figure A 1-19 - Longueur d'absorption du sodium liquide en fonction de la longueur d'onde	217
Figure A 1-20 - Réflectivité spectrale hémisphérique du sodium liquide en contact avec du gaz	217
Figure A 1-21 - Réflectivité spectrale hémisphérique du sodium liquide	218
Figure A 1-22 - Émissivité totale hémisphérique du sodium liquide en fonction de la température (selon différentes corrélations)	219
Figure A 1-23 - Fraction molaire de dimère (a) et de tétramère (b) dans la vapeur de sodium en fonction de la température et de la pression pour 1 mol de Na	220
Figure A 1-24 - Coefficient d'absorption de la vapeur de sodium (en cm^{-1}) en fonction de la longueur d'onde, λ (en nm), obtenu expérimentalement	221
Figure A 2-1 - Conductivité thermique du tantale, de l' UO_2 , de l'alumine et du sodium (à $P = 1$ bar) en fonction de la température	227
Figure A 2-2 - Capacité calorifique à pression constante du tantale, de l' UO_2 et de l'alumine en fonction de la température	227
Figure A 2-3 - Émissivité totale hémisphérique du tantale et de l' UO_2 en fonction de la température	227
Figure A 3-1 - Géométrie utilisée dans le modèle de Farahat et El-Halfawy	229
Figure A 3-2 - Écoulement de vapeur entre deux plaques planes	230

Figure A 3-3 - Profil de vitesse dans le film de vapeur selon la condition à l'interface L-V (en $\theta = 1.5$ rad)	231
Figure A 4-1 - Variation du coefficient de transfert thermique en ébullition en film autour d'un cylindre en fonction du rapport D/l_c (Hendricks, 1969).....	237
Figure A 4-2 - Influence de la taille et de la géométrie du système sur les transferts thermiques (Hendricks, 1970)	240
Figure A 6-1 - Passage d'une particule fluide au voisinage d'une sphère au cours de son refroidissement	250
Figure A 6-2 – Évolution du nombre de Reynolds à l'interface L-V le long de la sphère dans les essais de Farahat, d'après les résultats fournis par le modèle.....	253
Figure A 6-3 - Schématisation des flux massiques de condensation (j_+), de vaporisation (j_-) et net (j_{net}) à l'interface L-V.....	255
Figure A 6-4 - Évolution des flux massiques de condensation (j_+), de vaporisation (j_-) et net (j_{net}) en fonction de la température	256
Figure A 8-1 - Géométrie considérée dans le modèle simplifié	264
Figure A 8-2 - Représentation de l'épaisseur de film en fonction du sous-refroidissement pour différentes températures de goutte pour déterminer la transition d'un film épais à un film mince.....	265
Figure A 8-3 - Comparaison de la transition film épais/film mince de Dullforce obtenue expérimentalement à celle obtenue à partir du modèle simplifié pour le système Sn-H ₂ O	266

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1-1 - Paramètres de l'expérience de Zimmer	13
Tableau 1-2 - T_{MFB} calculée à partir des corrélations issues de la théorie thermodynamique pour une température du sodium de 372 K	25
Tableau 1-3 - Dépendance du coefficient de transfert thermique en fonction du diamètre (ou du rapport l_c/D) d'après les corrélations d'ébullition en film pour différentes géométries	44
Tableau 1-4 - Valeurs de T_{MFB} de l'eau déterminées expérimentalement pour différentes surfaces (Gunnerson, 1979)	47
Tableau 2-1 - Distance du thermocouple à la surface de la sphère (d_{TC}) mesurée par rayons X dans les essais de Farahat	56
Tableau 2-2 - Incertitudes totale et moyenne sur le flux de chaleur calculé	58
Tableau 2-3 - Rapport des diamètres du thermocouple (D_{TC}) et de la sphère (D_s) utilisés dans les expériences de Liu et Theofanous.....	59
Tableau 2-4 - Rapport des diamètres du tube (D_{tige}) et de la sphère (D_s) utilisés dans les expériences de Farahat et correction du flux expérimental de la présence de la tige ($Nu_{exp}/Nu_{corrigé}$), d'après Häßler.....	60
Tableau 2-5 - Récapitulatif des conditions expérimentales et des principaux résultats des essais	62
Tableau 2-6 - Relevé de la surchauffe et de la densité de flux de chaleur aux points M_1 , M_2 et M_{12}	64
Tableau 2-7 - Influence du diamètre de la sphère sur les transferts thermiques en ébullition en film.....	66
Tableau 2-8 - Influence de la température initiale de sphère sur les transferts thermiques en ébullition en film	67
Tableau 2-9 - Influence du sous-refroidissement du sodium sur les transferts thermiques en ébullition en film	69
Tableau 2-10 - Influence de la profondeur d'immersion de la sphère sur les transferts thermiques en ébullition en film	70
Tableau 3-1 - Évaluation de la contribution du rayonnement dans les essais de Farahat.....	98
Tableau 3-2 - Détermination des coefficients A et B pour la sélection du cas (1, 2 ou intermédiaire) dans les essais de Farahat.....	99
Tableau 3-3 - Cas 1 des essais de Farahat : comparaison des densités de flux de chaleur évaluées à partir de l'analyse d'échelles (q_{L1} , q_{V1} et $q_1 = q_{L1} + q_{V1}$) avec les résultats expérimentaux ($q_{SV,exp}$)	99
Tableau 3-4 - Cas intermédiaires des essais de Farahat : comparaison des densités de flux de chaleur évaluées à partir de l'analyse d'échelles (q_L , q_V et $q = q_L + q_V$) avec les résultats expérimentaux ($q_{SV,exp}$)	100
Tableau 3-5 - Cas 1 des essais de Farahat : détermination de la constante $C1,bCN$ à partir de la densité de flux de chaleur expérimentale corrigée de l'effet de la tige ($q_{exp,tige}$)	101
Tableau 3-6 - Cas 2 extrapolés à partir des flux expérimentaux de Farahat (corrigés de l'effet de la tige) : détermination de la constante $C2,bCN$	103
Tableau 5-1 - Paramètres d'entrée pour le calcul de l'essai 41 de Farahat	135

Tableau 5-2 - Influence du rayonnement (RA ou RC) sur les 5 variables principales en $\theta = 0$ et la densité de flux moyenne cédée par la sphère	140
Tableau 5-3 - Influence du rayonnement (RA ou RC) sur les flux.....	141
Tableau 5-4 - Classification des essais selon le cas 1 (fort sous-refroidissement), le cas 2 (faible sous-refroidissement) et le cas intermédiaire à partir des résultats du modèle (RA et RC) - Comparaison aux résultats de l'analyse d'échelles	144
Tableau 5-5 - Comparaison des résultats du modèle d'ébullition en film avec prise en compte du rayonnement de manière additive aux résultats expérimentaux de Farahat	145
Tableau 5-6 - Comparaison des résultats du modèle d'ébullition en film avec prise en compte du rayonnement de manière couplée aux résultats expérimentaux de Farahat	146
Tableau 5-7 - Écart sur les densités de flux entre les résultats du modèle (RC) et ceux de l'expérience	147
Tableau 5-8 - Comparaison des résultats du modèle de Farahat et El-Halfawy (FEH) et de la corrélation de SIMMER avec les résultats expérimentaux de Farahat et le modèle d'ébullition en film développé (ALB) dans lequel le rayonnement est pris en compte de manière couplée	152
Tableau 5-9 - Gamme de valeurs utilisées pour les paramètres d'entrée des calculs d'ébullition en film pour le système $\text{UO}_2\text{-Na}$	157
Tableau 5-10 - Densités de flux de chaleur moyennes totales (en MW.m^{-2}) évaluées à partir de la corrélation de SIMMER et du modèle ALB	158
Tableau 6-1 - Conditions expérimentales dans les essais de Armstrong (1971) et Mizuta (1974)	175
Tableau 6-2 - Sous-refroidissement maximal du sodium ($\Delta T_{\text{Sub,Max}}$) évalué pour différentes températures de sphère (T_s) à partir des corrélations de Henry et de SIMMER pour T_{MFB} et de la limite de convergence du modèle d'ébullition en film stable (Modèle ALB).....	179
Tableau 6-3 - Quelques valeurs de $T_{\text{MFB},1}$ évaluées à partir de la Figure 6-6 pour différents sous-refroidissements (d'après le calcul et l'expérience)	182
Tableau 6-4 - Sous-refroidissement maximal du sodium ($\Delta T_{\text{Sub,Max}}$) évalué pour différentes températures de sphère (T_s) à partir des corrélations de Henry et de SIMMER pour T_{MFB} et de la limite de convergence du modèle d'ébullition en film	183
Tableau 6-5 - Sous-refroidissement maximal du sodium ($\Delta T_{\text{Sub,Max}}$) évalué pour différentes températures de sphère (T_s) à partir des corrélations de Henry et de SIMMER pour T_{MFB} et de la limite de convergence du modèle d'ébullition en film	184
Tableau 6-6 - Comparaison de $T_{\text{MFB},1}$ en convection naturelle (CN) et forcée (CF) selon le choix de $\Delta T_{\text{Sub,Max}}$ pour un sous-refroidissement de 10 K et 15 K	185
Tableau 6-7 - Sous-refroidissement maximal du sodium ($\Delta T_{\text{Sub,Max}}$) évalué pour différentes températures de sphère (T_s) à partir des corrélations de Henry et de SIMMER pour T_{MFB} et de la limite de convergence du modèle d'ébullition en film	186
Tableau 6-8 - Comparaison de $T_{\text{MFB},1}$ pour deux diamètres de sphère ($D = 5 \text{ mm}$ et $D = 1 \text{ cm}$) en considérant $\Delta T_{\text{Sub,Max}}$ (Modèle ALB) pour un sous-refroidissement de 10 K et 15 K.....	187
Tableau 6-9 - Comparaison de $T_{\text{MFB},1}$ pour différentes pressions et différents sous-refroidissements	188

Annexes

Tableau A 1-1 - Valeurs de K_λ et L_m d'après les données d'Inagaki (1976) et Chan (1979)	216
Tableau A 1-2 - Valeurs minimale, maximale et moyenne de la réflectivité du sodium liquide sur la plage de température [1500 K, 4000 K] - Estimation de l'écart moyen absolu et de l'écart relatif (en %)	218

Tableau A 1-3 - Point critique et températures de changement de phase du sodium et de l'eau	222
Tableau A 1-4 - Comparaison de quelques propriétés physiques du sodium à celle de l'eau	223
Tableau A 6-1 - Estimation du nombre de Biot dans les essais de Farahat.....	249
Tableau A 6-2 - Évolution de la température de la sphère au passage d'une particule fluide	251
Tableau A 6-3 – Comparaison de la vitesse à l'interface L-V (évaluée à partir du modèle développé) à la vitesse seuil caractérisant l'apparition d'instabilités (d'après la théorie de Landau) pour l'ensemble des essais de Farahat	252
Tableau A 6-4 - Validité de l'approximation de couche limite dans le liquide et le film de vapeur dans le modèle appliqué aux essais de Farahat	253
Tableau A 6-5 - Évaluation de l'effet de la tension interfaciale sur la pression à l'interface L-V.....	254
Tableau A 6-6 - Évaluation du déséquilibre thermodynamique à l'interface L-V dans les essais de Farahat	257
Tableau A 6-7 - Calcul du nombre de Reynolds dans la couche limite liquide et le film de vapeur d'après les résultats du modèle pour les essais de Farahat.....	258
Tableau A 7-1 - Résultats du modèle d'ébullition en film avec prise en compte du rayonnement de manière additive pour les essais de Farahat	259
Tableau A 7-2 - Résultats du modèle d'ébullition en film avec prise en compte du rayonnement de manière couplée pour les essais de Farahat	260
Tableau A 7-3 - Comparaison des résultats du modèle d'ébullition en film avec prise en compte du rayonnement de manière additive et couplée pour les essais de Farahat	261

NOMENCLATURE

c_{pL}	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	Chaleur spécifique à pression constante du liquide
c_{pV}	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	Chaleur spécifique à pression constante de la vapeur
D	m	Diamètre de la sphère
h_c	$W.m^{-2}.K^{-1}$	Coefficient de transfert thermique conducto-convectif
h_{FB}	$W.m^{-2}.K^{-1}$	Coefficient de transfert thermique en régime d'ébullition en film
h_{LV}	$J.kg^{-1}$	Chaleur latente de vaporisation
h_{LV}^*	$J.kg^{-1}$	Chaleur latente effective de vaporisation : $h_{LV}^* = h_{LV} + 0.5c_{pV}\Delta T_{sup}$
h_r	$W.m^{-2}.K^{-1}$	Coefficient de transfert thermique radiatif
h_t	$W.m^{-2}.K^{-1}$	Coefficient de transfert thermique total
l_c	m	Longueur capillaire : $l_c = \left(\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)} \right)^{1/2}$
\dot{m}	$kg.s^{-1}.m^{-2}$	Densité de débit massique de vaporisation à l'interface liquide-vapeur
\dot{m}^*	$kg.s^{-1}.m^{-2}$	Densité de débit massique caractéristique de vaporisation à l'interface liquide-vapeur
\dot{M}	-	Densité de débit massique adimensionnelle de vaporisation à l'interface liquide-vapeur : $\dot{M} = \dot{m} / \dot{m}^*$
\dot{M}_t	-	Débit massique total de vaporisation à l'interface liquide-vapeur
Nu_{Sat}	-	Nombre de Nusselt convectif dans le cas d'un liquide saturé
Nu_{Sub}	-	Nombre de Nusselt convectif dans le cas d'un liquide sous-refroidi
Nu_t	-	Nombre de Nusselt total
P_{Crt}	Pa	Pression critique
P_e	Pa	Pression dans le fluide externe (hors couche limite)
P_L	Pa	Pression dans la phase liquide
P_{Sat}	Pa	Pression de saturation
P_V	Pa	Pression dans la phase vapeur
P_∞	Pa	Pression de l'écoulement à l'infini
R	m	Rayon de la sphère
q_{conv}	$W.m^{-2}$	Densité de flux de chaleur convectée dans le film de vapeur
q_{FB}	$W.m^{-2}$	Densité de flux de chaleur en régime d'ébullition en film
q_{iL}	$W.m^{-2}$	Densité de flux de chaleur venant de l'interface L-V et servant à chauffer le

		liquide
q_r	$W.m^{-2}$	Densité de flux de chaleur radiative
q_{SV}	$W.m^{-2}$	Densité de flux de chaleur cédée par la sphère au film de vapeur
q_{SVm}	$W.m^{-2}$	Densité de flux de chaleur totale moyenne cédée par la sphère au film de vapeur : $q_{SVm} = Q_{SV}/(4\pi R^2)$
q_{totm}	$W.m^{-2}$	Densité de flux de chaleur totale moyenne : $q_{totm} = q_{SVm} + q_r$
q_{vap}	$W.m^{-2}$	Densité de flux de vaporisation
q_{vapiV}	$W.m^{-2}$	Densité de flux convectée de l'interface vers la vapeur
q_{vapLi}	$W.m^{-2}$	Densité de flux convectée du liquide vers l'interface L-V
q_{Vi}	$W.m^{-2}$	Densité de flux de chaleur allant du film de vapeur à l'interface L-V
Q^1	W	Flux de chaleur
$r(x)$	m	Distance d'un point de la surface de la sphère d'abscisse x à l'axe z
$Sc = \frac{c_{pL}\Delta T_L}{Pr_L h_{LV}}$	-	Sous-refroidissement adimensionnel
$Sp = \frac{c_{pV}\Delta T_V}{Pr_V h_{LV}}$	-	Surchauffe adimensionnelle
$Sp^* = \frac{c_{pV}\Delta T_V}{Pr_V h_{LV}^*}$	-	Surchauffe adimensionnelle modifiée
T_{Crt}	K	Température critique
T_{int}	K	Température d'interface
T_L	K	Température de la phase liquide
T_{Max}	K	Température de surchauffe maximale du liquide
T_{MFB}	K	Température minimum d'ébullition en film
T_S	K	Température de surface de la sphère
T_{Sat}	K	Température de saturation
T_V	K	Température de la phase vapeur
T_∞	K	Température de l'écoulement liquide à l'infini
ΔT_{MFB}	K	Surchauffe minimale d'ébullition en film : $\Delta T_{MFB} = (T_{MFB} - T_{Sat})$
$\Delta T_L, \Delta T_{Sub}$	K	Sous-refroidissement du liquide : $\Delta T_L = T_{Sat} - T_L$
$\Delta T_V, \Delta T_{Sat}$	K	Surchauffe de la paroi : $\Delta T_V = T_S - T_{Sat}$
u_e	$m.s^{-1}$	Vitesse tangentielle du liquide environnant
u_e^*	$m.s^{-1}$	Vitesse tangentielle caractéristique du liquide environnant
U_e	-	Vitesse tangentielle adimensionnelle du liquide environnant : $U_e = u_e/u_\infty$
u_L	$m.s^{-1}$	Vitesse tangentielle du liquide (dans la couche limite)
u_{LV}	$m.s^{-1}$	Vitesse tangentielle à l'interface liquide-vapeur

¹ On pourrait définir les flux de chaleur associés aux densités de flux de chaleur définies ci-dessus (sachant que Q_i correspond à la densité de flux de chaleur, q_i , sur la surface d'échange) : Q_{conv} , Q_{iL} , Q_r , Q_{SV} , Q_{vap} , Q_{vapiV} , Q_{vapLi} et Q_{Vi} .

u_{LV}^*	$m.s^{-1}$	Vitesse tangentielle caractéristique à l'interface liquide-vapeur
u_V	$m.s^{-1}$	Vitesse tangentielle de la vapeur
u_V^*	$m.s^{-1}$	Vitesse tangentielle caractéristique de la vapeur
u_∞	$m.s^{-1}$	Vitesse du liquide dans l'écoulement à l'infini
v_L	$m.s^{-1}$	Vitesse normale du liquide (selon y)
v_V	$m.s^{-1}$	Vitesse normale de la vapeur (selon y)
W_L	-	Vitesse adimensionnelle du liquide : $W_L = u_L/u_e$
W_{LV}	-	Vitesse adimensionnelle à l'interface liquide-vapeur : $W_{LV} = u_{LV}/u_e$
W_{LV}^*	-	Vitesse adimensionnelle caractéristique à l'interface liquide-vapeur : $W_{LV}^* = u_{LV}^*/u_e^*$
W_{LV}°	-	Vitesse adimensionnelle à l'interface liquide-vapeur : $W_{LV}^\circ = W_{LV}/W_{LV}^*$
W_V	-	Vitesse adimensionnelle de la vapeur : $W_V = u_V/u_e$
W_V^*	-	Vitesse adimensionnelle caractéristique de la vapeur : $W_V^* = u_V^*/u_e^*$
x	m	Distance au point d'arrêt avant de la sphère (abscisse curviligne)
y	m	Distance à la surface de la sphère (ordonnée)
y_H	m	Ordonnée de la frontière de la couche limite hydrodynamique dans le système (x,y) : $y_H(x) = \delta_V(x) + \delta_L^H(x)$
y_{LV}	m	Ordonnée de la frontière du film de vapeur dans le système (x,y) : $y_{LV}(x) = \delta_V(x)$
y_T	m	Ordonnée de la frontière de la couche limite thermique dans le système (x,y) : $y_T(x) = \delta_V(x) + \delta_L^T(x)$
z	m	Axe vertical orienté vers le haut

Lettres grecques

α_L	-	Facteur d'absorption du liquide
$\alpha_L = \frac{\lambda_L}{\rho_L c_{pL}}$	$m^2.s^{-1}$	Diffusivité thermique du liquide
α_V	$m^2.s^{-1}$	Diffusivité thermique de la vapeur
β_L	K^{-1}	Coefficient de dilatation thermique du liquide à pression constante $\beta_L = -\frac{1}{\rho_L} \left(\frac{\partial \rho_L}{\partial T_L} \right)_p$
δ_V	m	Épaisseur du film de vapeur
δ_V^*	m	Épaisseur caractéristique du film de vapeur
Δ_V	-	Épaisseur adimensionnelle du film de vapeur : $\Delta_V = \delta_V/\delta_V^*$
δ_L^H	m	Épaisseur de la couche limite liquide hydrodynamique
δ_L^{H*}	m	Épaisseur caractéristique de la couche limite liquide hydrodynamique
Δ_L^H	-	Épaisseur adimensionnelle de la couche limite liquide hydrodynamique : $\Delta_L^H = \delta_L^H/\delta_L^{H*}$

δ_L^T	m	Épaisseur de la couche limite liquide thermique
δ_L^{T*}	m	Épaisseur caractéristique de la couche limite liquide thermique
Δ_L^T	-	Épaisseur adimensionnelle de la couche limite liquide thermique : $\Delta_L^T = \delta_L^T / \delta_L^{T*}$
ε_S	-	Émissivité de la sphère
λ_C	m	Longueur d'onde critique (<i>critical wavelength</i>)
λ_L	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	Conductivité thermique du liquide
λ_{MD}	m	Longueur d'onde la plus pénalisante (<i>most dangerous wavelength</i>)
λ_V	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	Conductivité thermique de la vapeur
μ_L	$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$	Viscosité dynamique du liquide
μ_V	$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$	Viscosité dynamique de la vapeur
σ	N.m^{-1}	Tension de surface
θ_{div}	rad	Angle de divergence
ν_L	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$	Viscosité cinématique du liquide
ν_V	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$	Viscosité cinématique de la vapeur
ρ_L	kg.m^{-3}	Masse volumique du liquide
ρ_V	kg.m^{-3}	Masse volumique de la vapeur

Constantes

c	$299\,792\,458\,\text{m.s}^{-1}$	Vitesse de la lumière
g	$9.81\,\text{m.s}^{-2}$	Accélération de la pesanteur
h	$6.626\,10^{-34}\,\text{J.s}$	Constante de Planck
σ_{SB}	$5.6704\,10^{-8}\,\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$	Constante de Stefan Boltzmann

Abréviations

CN	Convection naturelle
CF	Convection forcée
IRT	Instabilités de Rayleigh-Taylor
L-L	Liquide-liquide
L-S	Liquide-solide
L-V	Liquide-vapeur
S-V	Sphère-vapeur
RA	Rayonnement pris en compte de manière Additive (modèle)
RC	Rayonnement pris en compte de manière Couplée (modèle)
RNR-Na	Réacteur à Neutrons Rapides refroidi au Sodium

Symboles

\sim	est du même ordre de grandeur que
--------	-----------------------------------

Nombres adimensionnels

$Ar = \frac{(\rho_L - \rho_V) D^3 g}{\rho_V \nu_V^2}$	Nombre d'Archimède
$Bi = \frac{hD}{\lambda_s}$	Nombre de Biot
$Bo = \frac{g(\rho_L - \rho_V) R^2}{\sigma}$	Nombre de Bond
$Fr = \frac{u_\infty^2}{gD}$	Nombre de Froude pour une sphère de diamètre D dans un écoulement de vitesse u_∞
$Gr = \frac{g\beta_L \Delta T_L D^3}{\nu_L^2}$	Nombre de Grashof
$Ma = \frac{u}{c}$	Nombre de Mach (rapport de la vitesse locale du fluide et de la célérité du son dans le milieu environnant)
$Nu = \frac{hD}{\lambda}$	Nombre de Nusselt
$Pr_L = \frac{\nu_L}{\alpha_L}$	Nombre de Prandtl du liquide
$Pr_V = \frac{\nu_V}{\alpha_V}$	Nombre de Prandtl de la vapeur
$Ra = Gr.Pr_L = \frac{g\beta_L \Delta T_L D^3}{\alpha_L \nu_L}$	Nombre de Rayleigh
$Re_L = \frac{u_L D}{\nu_L}$	Nombre de Reynolds pour une sphère de diamètre D dans un écoulement liquide de vitesse u_L
$Re_V = \frac{u_V D}{\nu_V}$	Nombre de Reynolds pour une sphère de diamètre D dans un écoulement de vapeur de vitesse u_V

INTRODUCTION

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre des études de sûreté des réacteurs à neutrons rapides refroidis au sodium (RNR-Na). Lors d'un accident grave provoquant la fusion partielle ou généralisée du cœur de réacteur, le combustible fondu peut entrer en contact avec le réfrigérant. Sous certaines conditions, cette interaction, communément appelée *Interaction Combustible-Réfrigérant*, peut être de nature explosive. On parle alors d'*explosion de vapeur*. Du point de vue de la sûreté nucléaire des RNR-Na, l'étude de l'interaction entre l' UO_2 et le sodium est essentielle afin de prédire l'occurrence d'une explosion de vapeur ainsi que ses conséquences en termes de recriticité et d'endommagement des structures du réacteur.

On distingue plusieurs étapes lors d'une explosion de vapeur. Lorsque le combustible fondu entre en contact avec le réfrigérant, il se mélange grossièrement, donnant lieu à des fragments de l'ordre du centimètre (*phase de prémélange*). Si les températures mises en jeu sont suffisamment élevées, un film de vapeur isole les gouttes de combustible du liquide environnant, réduisant considérablement les transferts de chaleur. La déstabilisation de ce film, spontanée ou initiée par une perturbation extérieure, provoque l'apparition de contacts directs entre le combustible très chaud et le liquide sous-refroidi (*phase de déclenchement*). Ces contacts entraînent une fragmentation fine du combustible (de l'ordre de quelques centaines de microns), conduisant par là même à une vaporisation rapide et intense du liquide. Cette vaporisation engendre des ondes de pression qui se propagent et provoquent la déstabilisation des films voisins (*phase de propagation*). On assiste alors à un phénomène d'escalade, où la fragmentation fine a lieu à l'échelle du mélange. Le combustible, rapidement fragmenté, cède une part importante de chaleur au liquide environnant, qui se vaporise. Cela entraîne une pressurisation du mélange, pouvant aller jusqu'à la formation d'une onde de choc (*phase d'expansion*).

Le déroulement d'une telle interaction dépend du scénario accidentel ainsi que de nombreux paramètres parmi lesquels on peut citer la température des matériaux en présence, la pression du système, les masses mises en jeu ainsi que le mode de mise en contact. La géométrie du système a également un effet significatif sur les transferts de chaleur, contraignant plus ou moins le confinement du mélange.

L'interaction violente entre le combustible et le réfrigérant suppose une fragmentation fine du combustible accompagnée d'une montée en température et en pression importante au sein du réfrigérant. Cette phénoménologie est étroitement liée aux transferts de chaleur, qui s'effectuent majoritairement en régime d'ébullition en film, ainsi qu'à l'éventuelle déstabilisation spontanée du film de vapeur. **Aussi, la connaissance de la chaleur cédée par le combustible en régime d'ébullition en film, de la quantité de vapeur produite ainsi que des conditions de stabilité du film de vapeur sont des éléments essentiels à la description d'une explosion de vapeur.**

De nombreuses études, tant expérimentales que théoriques, ont été menées sur l'ébullition en film de l'eau, et plus généralement des fluides classiques. En revanche, la littérature fait état d'un manque certain quant aux connaissances des transferts thermiques en régime d'ébullition en film du sodium. Les expériences en sodium sont rares car difficiles à mettre en œuvre du fait de la forte réactivité du sodium liquide avec le milieu am-

biant¹ et de son opacité. De plus, aucun modèle ou corrélation spécifique aux métaux liquides ne permet de traiter le phénomène d'explosion de vapeur. Les résultats obtenus pour les fluides classiques ne sont pas toujours valables, ni transposables au cas des métaux liquides. En effet, ceux-ci se distinguent par leur très faible nombre de Prandtl, de l'ordre de 10^{-3} , dû à une conductivité thermique élevée. C'est d'ailleurs pour cette raison que le sodium est un excellent candidat comme fluide caloporteur.

Des outils de simulation numérique permettent de décrire les différentes phases de dégradation d'un cœur. SIMMER² est actuellement le code de référence pour les RNR-Na. Il s'agit d'un code de dynamique des fluides eulérien multi-phases, multi-composants, multi-champs de vitesse, 2-D (SIMMER III) ou 3-D (SIMMER IV). Il est couplé en espace et en temps à un modèle de neutronique ainsi qu'à un modèle d'aiguille permettant de décrire le comportement des structures. Il est adapté pour représenter les cinétiques rapides que l'on rencontre au cours des scénarios accidentels. Toutefois, il n'est pas capable de décrire les phénomènes physiques complexes rencontrés lors d'une explosion de vapeur.

L'objectif de ce travail de thèse est d'améliorer la connaissance relative aux transferts thermiques en régime d'ébullition en film du sodium afin de pouvoir traiter du problème de l'explosion de vapeur. On s'attachera dans un premier temps à développer un modèle d'ébullition en film stable capable d'évaluer la chaleur cédée par un corps à haute température immergé dans du sodium en fonction des paramètres du système. Ce modèle devra également prédire la quantité de vapeur produite lors de l'interaction, facteur déterminant dans l'étude de l'explosion de vapeur et accessible uniquement de manière théorique. En effet, au cours de la phase de prémélange, le film de vapeur formé autour des fragments de combustible est d'autant plus stable que la vaporisation est importante, réduisant ainsi la probabilité d'aboutir à une interaction explosive. La pertinence du modèle sera analysée à partir de comparaisons à des résultats expérimentaux et des corrélations existantes pour le sodium, ou, à défaut, à des tendances observées lors de l'ébullition en film de l'eau. On s'intéressera également à la limite de stabilité du film de vapeur, repérée par la température minimum d'ébullition en film stable. Celle-ci définit la température à partir de laquelle le film se déstabilise spontanément et des contacts liquide-liquide apparaissent, rendant le système potentiellement explosif.

Le mémoire de thèse est constitué de 6 chapitres.

Le premier chapitre consiste en une étude bibliographique permettant de dresser le contexte général de l'étude, de souligner les connaissances actuelles sur les transferts thermiques en régime d'ébullition en film du sodium et d'en identifier les besoins.

Dans un second chapitre, nous présentons l'expérience de Farahat (1971), seule expérience à notre disposition pour l'analyse de l'ébullition en film du sodium. Nous discutons de la mise en œuvre des essais, des biais expérimentaux et nous commentons les résultats obtenus.

Nous débutons ensuite notre étude par une analyse d'échelles du problème afin d'accéder aux nombres adimensionnels pertinents utilisables pour la mise en place de corrélations. Cette approche simplifiée est exposée

¹ Le sodium liquide s'enflamme au contact de l'air. Il réagit avec l'eau de façon exothermique, avec production de soude et d'hydrogène. En présence d'air, la réaction sodium-eau peut conduire à une explosion d'hydrogène.

² SIMMER signifie **Sn**, **Implicit**, **Multifield**, **Multicomponent**, **Eulerian**, **Recriticality** code. La méthode Sn (ou méthode des ordonnées discrètes) est une méthode de résolution de l'équation du transport.

dans le Chapitre 3. Les cas de la convection naturelle et de la convection forcée sont distingués et pour chacune de ces situations, les cas d'un fort et d'un faible sous-refroidissement du sodium sont traités séparément.

Dans le Chapitre 4, nous présentons les différentes étapes de l'établissement du modèle d'ébullition en film stable du sodium. Dans un premier temps, la contribution du rayonnement aux transferts thermiques est simplement prise en compte de manière additive. Puis, les transferts radiatifs sont calculés de manière couplée aux transferts conducto-convectifs, participant directement à la production de vapeur.

Les résultats du modèle d'ébullition en film sont discutés dans le Chapitre 5. Nous les comparons d'une part aux résultats des essais de Farahat pour le système Ta-Na en convection naturelle, et d'autre part à la corrélation de SIMMER pour le système UO_2 -Na en convection forcée. En l'absence d'autres points de comparaison, nous nous référons également aux tendances observées pour l'ébullition en film de fluides classiques afin d'évaluer la pertinence de notre modèle.

Enfin, dans le chapitre 6, nous abordons la question de la stabilité du film de vapeur. L'objectif de cette partie est d'estimer, à partir d'une approche simplifiée, la température à partir de laquelle le film de vapeur devient instable en fonction des paramètres du système.

Nous concluons notre étude en rappelant les principaux résultats obtenus et en proposant certaines voies d'amélioration.

CHAPITRE 1 ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE

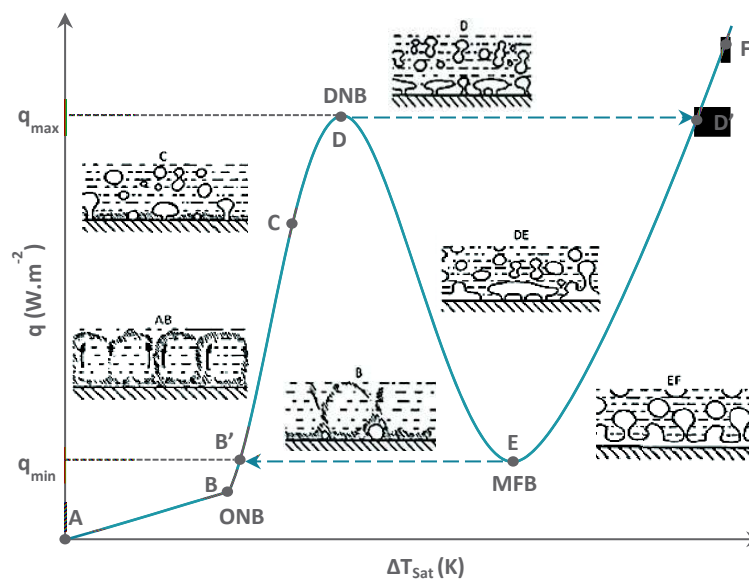
Ce chapitre a pour but de présenter les connaissances actuelles relatives à l'ébullition en film du sodium, tant d'un point de vue expérimental que théorique. On s'intéresse en particulier à la configuration du film de vapeur, à la température minimum d'ébullition en film ainsi qu'au coefficient d'échange de chaleur. On s'attache également à décrire l'influence de plusieurs paramètres sur les différentes notions introduites précédemment. Il est parfois utile et nécessaire de se référer à des études menées sur l'ébullition de fluides classiques, parfois transposables au cas des métaux liquides ou permettant de mettre en évidence certaines lacunes dans la connaissance de l'ébullition en film du sodium.

1. GÉNÉRALITÉS SUR LES RÉGIMES D'ÉBULLITION

Nukiyama (1934)¹ fut l'un des premiers à étudier l'ébullition d'un liquide au contact d'une paroi chauffante. Il a mis en évidence les différents régimes qui apparaissent lors de l'ébullition en vase² de l'eau sur un fil métallique. De nombreuses expériences ont suivi pour étudier l'ébullition de différents fluides, en convection naturelle ou forcée, sur des géométries (plaque plane, sphère, cylindre) et dans des conditions de pression et de température variées. L'allure des courbes d'ébullition obtenues expérimentalement pour l'eau, fluide classique, et le sodium liquide, métal liquide, est similaire (cf. paragraphe 1). La description qui suit est donc valable quel que soit le fluide considéré.

1.1. LA COURBE CLASSIQUE D'ÉBULLITION

La Figure 1-1 représente la courbe classique d'ébullition, aussi appelée *courbe de Nukiyama*, reliant la densité de flux de chaleur pariétale à la surchauffe de la paroi. Cette courbe peut être obtenue en imposant soit la densité de flux (Figure 1-1 - courbe ABCDD'F), soit la température de la paroi (Figure 1-1 - courbe ABCDEF), ce qui sera le cas dans notre étude.



Courbe d'ébullition obtenue à température de paroi imposée (trait plein) et à flux thermique imposé (en pointillés) (Collier, 1996).

¹ L'expérience de Nukiyama a été effectuée à flux thermique imposé : un fil métallique, immergé dans un réservoir d'eau saturée, est chauffé progressivement par effet Joule. Une expérience analogue a par la suite été effectuée par Drew et Müller (1937) à température du fil imposée, permettant ainsi d'obtenir la courbe d'ébullition complète de l'eau.

² En l'absence d'écoulement forcé du liquide environnant, l'ébullition est qualifiée d'ébullition en vase. D'application limitée, elle présente l'avantage de donner une description simple des différents régimes d'ébullition.

On distingue quatre régions, correspondant à différents régimes :

- la **convection** naturelle ou forcée (AB),
- l'ébullition **nucléée** à bulles isolées (BC), puis, à des surchauffes plus importantes, à poches ou à colonnes de vapeur (CD),
- l'ébullition **de transition** (DE),
- et l'ébullition **en film** (EF).

On repère également sur la Figure 1-1 les transitions entre ces régimes. Les points ONB (*Onset of Nucleate Boiling*) et DNB (*Departure from Nucleate Boiling*) correspondent respectivement au début et à la fin du régime d'ébullition nucléée ; le **point MFB** (*Minimum Film Boiling*) caractérise quant à lui la frontière entre ébullition de transition et ébullition en film. Lorsque la surchauffe de la paroi est suffisante, c'est-à-dire supérieure à ΔT_{MFB} , la vapeur est produite en quantité suffisante pour maintenir un film de vapeur, isolant la paroi du liquide environnant.

1.2. MISE EN ÉVIDENCE DE DEUX SOUS-RÉGIMES D'ÉBULLITION EN FILM

La plupart des études menées sur l'ébullition en film des fluides classiques considèrent un film de vapeur stable et continu. Toutefois, des contacts liquide-solide (L-S) ont été mesurés lors de l'ébullition en film d'un liquide sur une surface chauffante. Ces contacts ont lieu localement et de manière intermittente. On peut citer les travaux de Bradfield (1966) ou ceux, plus récents, de Kikuchi (1992) et de Honda (1995), qui portent sur la mesure des contacts L-S lors de l'ébullition en film de l'eau, saturée ou sous-refroidie, autour d'une sphère ou d'un cylindre à pression atmosphérique. Des contacts L-S ont également été observés lors de l'ébullition en film du sodium sur un cylindre de tantale par L. Caldarola (FZK, 1977) mais aucun document n'a été retrouvé à ce sujet (Berthoud, 2009-a).

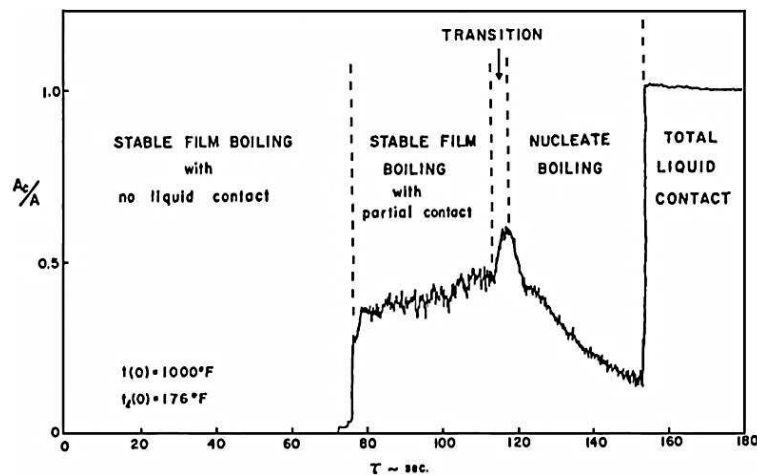


Figure 1-2 - Évolution temporelle de la fraction d'aire mouillée par le liquide (A_c/A)

Trempe d'un cylindre en cuivre chromé (à $T_{S,0} = 810$ K) dans l'eau sous-refroidie ($T_{L,0} = 353$ K). La température du cylindre est estimée à 400 K au premier contact L-S (Bradfield, 1966).

Il existe deux méthodes pour la mesure des contacts L-S :

- la mesure des variations de température à la surface de l'élément chauffant,

- la mesure des signaux électriques (résistance, capacitance, impédance) entre la paroi et le liquide en ébullition, préférentiellement adoptée dans les expériences.

Ces mesures permettent d'accéder à la fréquence des contacts. Les signaux électriques peuvent par ailleurs être reliés à la fraction d'aire mouillée par le liquide, dont l'évolution peut être suivie au cours de la trempe (Figure 1-2). Les premiers contacts L-S n'apparaissent qu'après une période de refroidissement de la surface en régime d'ébullition en film stable. Puis, au fur et à mesure que la température de surface diminue, la fréquence et l'intensité des contacts augmentent progressivement, jusqu'à l'effondrement du film de vapeur et le passage au régime d'ébullition de transition.

La présence ou non de contacts L-S a ainsi mis en évidence l'existence de deux sous-régimes d'ébullition en film : un **sous-régime stable**, sans contact, et un **sous-régime** que l'on qualifiera d'**instable**, avec contacts (Figure 1-2).

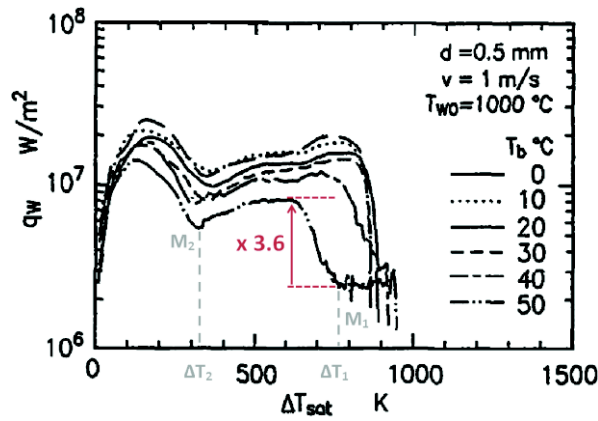
1.3. INFLUENCE DES CONTACTS SUR LE TRANSFERT DE CHALEUR

Se pose alors la question de la contribution des contacts L-S aux transferts thermiques lors de l'ébullition en film et de la façon dont les paramètres de contrôle (sous-refroidissement, surchauffe, diamètre, vitesse de l'écoulement externe, pression, nature du corps chaud, ...) influent sur la densité de flux de chaleur et la température minimum d'ébullition en film en régime stable et instable.

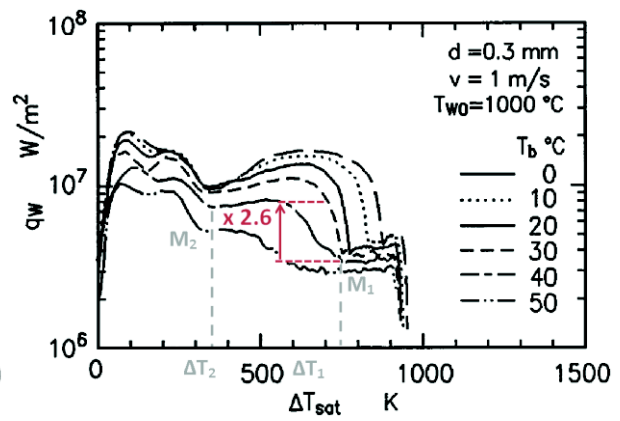
Des éléments de réponse ont été apportés par Honda ((Honda, 1992) et (Honda, 1995)), qui a effectué des essais de trempe d'un fil de platine dans l'eau en convection forcée. Les courbes d'ébullition obtenues confirment l'existence des deux sous-régimes d'ébullition en film, décrits précédemment, avec la présence de deux minima locaux, notés M_1 et M_2 , sous certaines conditions expérimentales (Figure 1-3, a - d).

Le premier minimum du flux de chaleur, M_1 , apparaît à une surchauffe élevée de la paroi et coïncide avec une brusque augmentation des transferts thermiques (d'un facteur 2 à 3.8 sur les courbes commentées de la Figure 1-3). Le second minimum, M_2 , apparaît à une surchauffe plus faible.

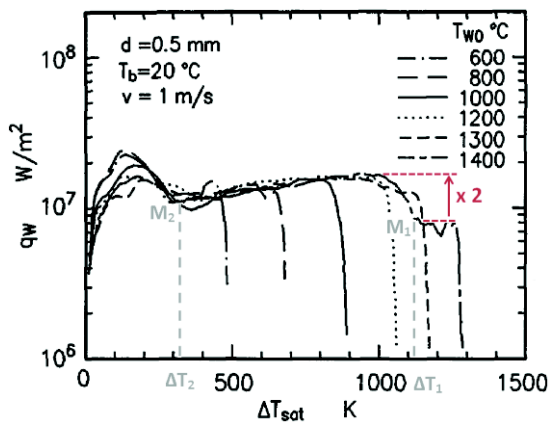
Par ailleurs, Honda (1995) a mesuré simultanément la densité de flux de chaleur et les contacts L-S au cours du refroidissement du filament (Figure 1-4). Ceci confirme la relation entre le régime de film instable et les contacts L-S. L'apparition de contacts, repérée par une brusque augmentation du courant mesuré I_c (point M_1 , Figure 1-4 - b), conduit à une augmentation des transferts de chaleur à la surface du filament (Figure 1-4 - a). En revanche, pour des essais très sous-refroidis ($\Delta T_{Sub} \geq 70K$), on remarque que les contacts ont lieu dès l'immersion du filament.



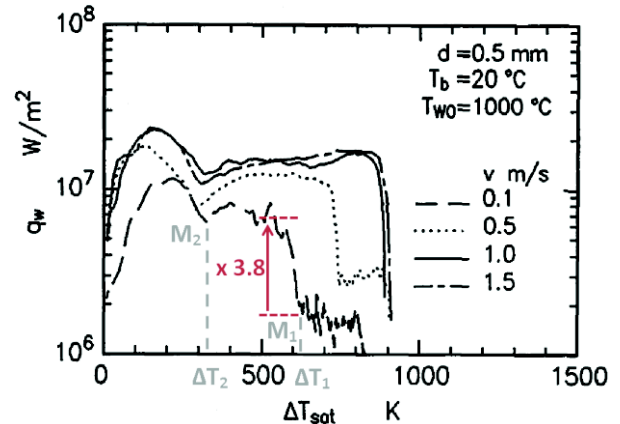
a. Influence du sous-refroidissement



b. Influence du diamètre de la sphère



c. Influence de la température de la sphère



d. Influence de la vitesse de l'écoulement externe

Figure 1-3 - Courbes d'ébullition obtenues dans les expériences de Honda (1992)

Le point M_1 correspond à la transition entre les deux sous-régimes d'ébullition en film, stable et instable, et M_2 à la transition classique et systématique entre le régime d'ébullition de transition et le régime d'ébullition en film. ΔT_1 et ΔT_2 sont les surchauffes associées à ces deux points. Le rapport de la densité de flux de chaleur, q_w , en régime instable et en régime stable lors de la transition entre les deux sous-régimes est également indiqué.

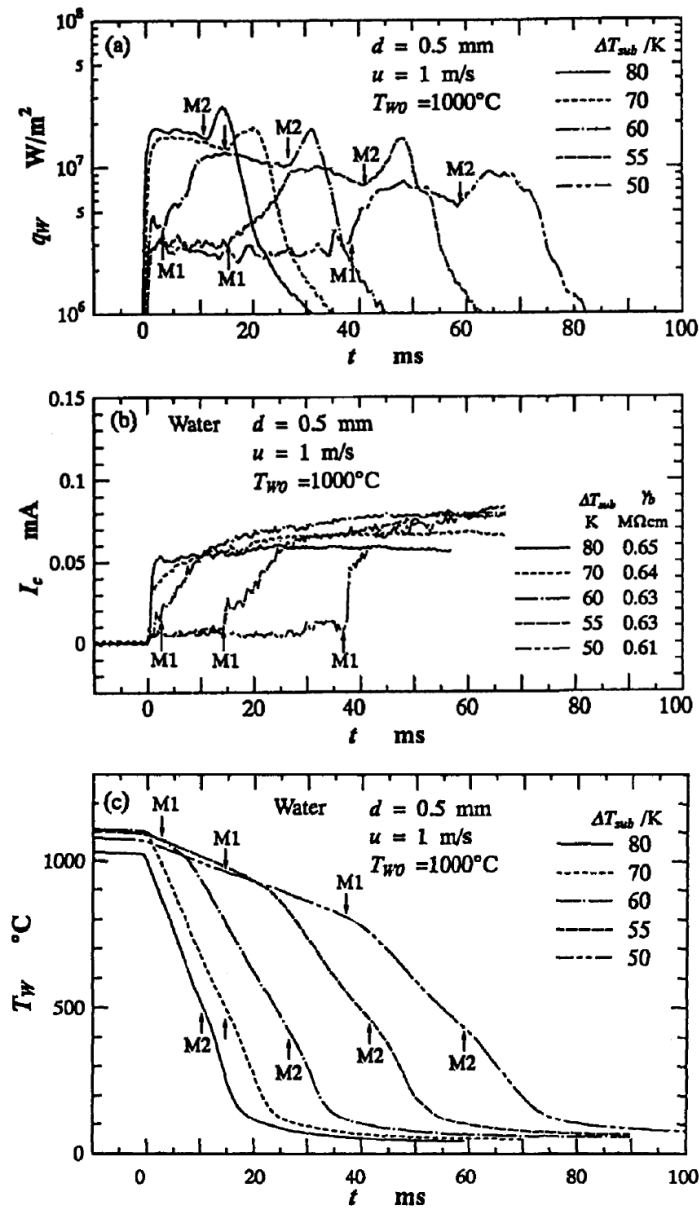


Figure 1-4 - Variation de la densité de flux de chaleur (a) et du courant électrique (b) due aux contacts L-S au cours du refroidissement de la sphère (c) (Honda, 1995)

γ_b (Figure b) désigne la résistivité électrique de l'eau.

2. EXPÉRIENCES D'ÉBULLITION EN FILM DU SODIUM

La littérature fait état de nombreuses expériences dédiées à l'étude de l'ébullition en film de fluides classiques (eau, fréon, éthanol, ...), pour des géométries variées (sphères, cylindres, plaques planes), en convection naturelle et forcée. En revanche, **très peu d'expériences ont été menées pour étudier l'ébullition en film du sodium ou, de manière plus générale, des métaux liquides**. La grande majorité d'entre elles sont effectuées sur des cylindres ou des plaques, et ne sont donc pas directement utilisables dans le cadre de notre étude portant sur des géométries sphériques.

Padilla (1968) a répertorié quelques-unes des expériences effectuées avec des métaux liquides, que nous citerons à titre d'exemple. En 1955, Lyon fut le premier à étudier de manière approfondie les transferts thermiques pour les métaux liquides. Il s'est intéressé à l'ébullition du mercure, du sodium, du cadmium et d'un alliage sodium-potassium sur un cylindre horizontal en acier inoxydable. Le régime d'ébullition en film a uniquement été observé pour le mercure et le cadmium. Par la suite, Bonilla et Merte ont mené des expériences en mercure sur des surfaces horizontales. En 1968, Padilla a étudié les transferts thermiques en ébullition en film du potassium sur une plaque plane horizontale. Witte (1968) a réalisé quant à lui une expérience d'ébullition du sodium en convection forcée autour d'une sphère de tantale à haute température ($1375\text{ K} \leq T_s \leq 2255\text{ K}$). Le degré de sous-refroidissement du sodium, compris entre 431 K et 581 K, était bien trop important pour pouvoir atteindre le régime d'ébullition en film.

À notre connaissance, seules deux expériences ont permis de mettre en évidence l'ébullition en film du sodium autour de sphères : celle de Farahat (1971) et celle de Zimmer (1991), présentées ci-après. Dans les essais de Zimmer, l'intérêt était porté sur l'analyse de l'interaction thermique entre les gouttes d'alumine et le sodium liquide. Aussi, les mesures ne nous permettent pas d'exploiter ces essais pour l'étude de l'ébullition ; elles permettent néanmoins de donner un ordre de grandeur de la température T_{MFB} pour le système Alumine-Na, en fonction du sous-refroidissement du liquide.

2.1. EXPÉRIENCE DE FARAHAT (1971)

Le Chapitre 2 est consacré à la description des essais menés par Farahat (1971) ainsi qu'à l'interprétation des résultats obtenus. Nous ne ferons ici que mentionner succinctement l'expérience sans entrer dans le détail.

Le but de cette expérience était d'étudier les transferts thermiques lors de l'ébullition autour d'une sphère de tantale immergée dans un réservoir de sodium sous-refroidi. Des mesures de température effectuées à la surface de la sphère ont permis de quantifier les transferts de chaleur et d'obtenir la courbe d'ébullition du sodium.

L'influence de plusieurs paramètres (ΔT_{Sat} , ΔT_{Sub} , D , profondeur d'immersion) a été étudiée et l'importance du degré sous-refroidissement du sodium sur la courbe d'ébullition a été montrée.

2.2. EXPÉRIENCE DE ZIMMER (1991)

L'expérience de Zimmer (1991) a été effectuée dans le cadre de l'étude des accidents graves dans un cœur de RNR-Na afin de prédire les conséquences d'une interaction thermique entre le combustible fondu et le réfrigérant. Elle était dédiée à :

- l'amélioration des connaissances et la prédiction des conditions d'ébullition en film entre un oxyde métallique liquide (Al_2O_3) et un métal liquide (sodium),
- l'étude du caractère explosif et spontané de l'interaction entre l'alumine et le sodium,
- l'étude de la fragmentation thermique de l'alumine fondue dans le sodium.

L'expérience a consisté à faire interagir des gouttes d'alumine, d'un diamètre de l'ordre de 5 mm, dans un réservoir de sodium liquide sous-refroidi ($\approx 0.8 \text{ dm}^3$). L'alumine était préalablement chauffée bien au-delà de son point de fusion ($T_{\text{fus,Al}_2\text{O}_3} = 2318 \text{ K}$, $T_{\text{vap,Al}_2\text{O}_3} = 3260 \text{ K}$) avant de chuter dans le bain. Les paramètres de l'expérience sont décrits dans le Tableau 1-1.

Température de l'alumine	[2593 K ; 3133 K]
Température du sodium	[413 K ; 1143 K]
Déclenchement de l'explosion	Avec ou sans trigger
Pression	Atmosphérique

Tableau 1-1 - Paramètres de l'expérience de Zimmer

Comme l'instrumentation ne permet pas d'observation visuelle dans le sodium liquide, une attention particulière a été portée aux relevés de pression et aux mesures acoustiques dans le bain de sodium. De plus, la température du sodium et des gouttes d'alumine (au moment de quitter le four) ont été mesurées.

L'ébullition en film a été observée grâce aux relevés de pression lorsque le degré de sous-refroidissement du sodium est inférieur à 200 K, avec une température de goutte de l'ordre de 3000 K. L'influence de la température initiale de la goutte d'alumine et de sa vitesse de chute n'a pas été étudiée. Sur la Figure 1-5, le relevé de la pression à la surface du bain témoigne de l'ébullition en film, qui dure environ 100 ms. Le film se déstabilise spontanément et la fragmentation de la goutte a lieu.

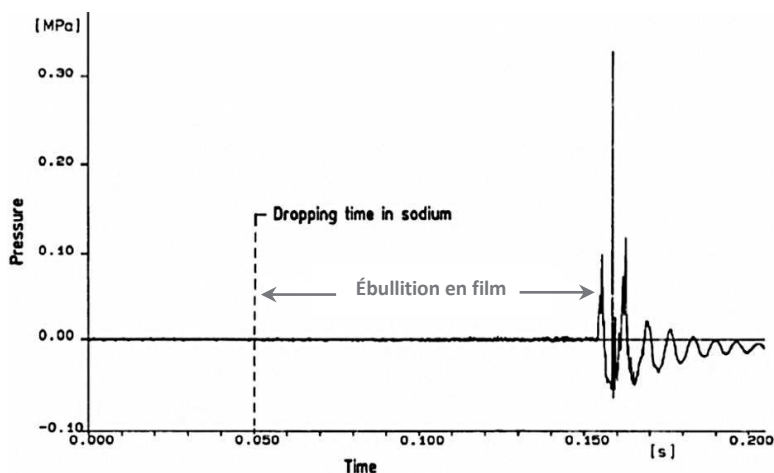


Figure 1-5 - Relevé de la pression à la surface du bain de sodium pour une réaction spontanée

Pour $T_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 2990 \text{ K}$ et $T_{\text{Na}} = 979 \text{ K}$.

3. CONNAISSANCES ACTUELLES SUR L'ÉBULLITION EN FILM

L'ébullition en film s'accompagne d'une production plus ou moins importante de vapeur qu'il s'agit de quantifier afin de pouvoir prédire le taux de vide, la possibilité d'occurrence et les conséquences d'une explosion de vapeur. Cela passe notamment par :

- la connaissance de la température minimum d'ébullition en film (stable et instable), T_{MFB} , température minimale nécessaire au maintien de l'ébullition en film,
- la quantification des transferts thermiques en régime d'ébullition en film (stable et instable),
- la compréhension des mécanismes de déstabilisation spontanée du film de vapeur.

Après une description de la configuration du film de vapeur autour d'une sphère, nous présentons un état de l'art des connaissances sur la température T_{MFB} et les transferts thermiques en ébullition en film. Certains modèles et corrélations présentés sont spécifiquement appliqués au cas du sodium. Puis, l'influence de différents paramètres du système sur T_{MFB} et h_{FB} est explicitée. Enfin, afin de comprendre la déstabilisation et l'effondrement du film de vapeur, quelques mécanismes de contacts L-S en régime d'ébullition en film sont exposés.

On précise que la connaissance actuelle de l'ébullition en film, d'un point de vue théorique et expérimental, porte majoritairement sur les fluides classiques. Celle-ci est exposée par la suite dans la mesure où nous ne disposons pas d'informations spécifiques aux métaux liquides.

3.1. CONFIGURATION DU FILM DE VAPEUR

De manière générale, le mécanisme d'ébullition en film sur une paroi à haute température est commune à toutes les géométries (plaque plane horizontale, cylindre, sphère) : la production de vapeur est suffisante pour conduire à la formation d'un film continu, isolant plus ou moins le corps chaud du liquide. La vaporisation à l'interface liquide-vapeur (L-V) est supérieure ou égale à la quantité de vapeur qui s'en échappe sous l'action de la gravité (cf. Figure 1-10). Néanmoins, la configuration du film de vapeur et le mécanisme associé de relâchement des bulles (taille des bulles, fréquence de départ) dépend de la **taille et de la géométrie** de l'élément chauffant (Gunnerson, 1979). Une grande similitude a été observée entre l'ébullition en film sur une sphère et celle sur un cylindre, tant d'un point de vue de la configuration du film de vapeur que de la construction des corrélations pour le coefficient de transfert de chaleur (Liu, 1996). Epstein et Hauser (1980) ont constaté, à partir de leur modèle, un facteur 1.03 à 1.22 entre le nombre de Nusselt pour une sphère et celui pour un cylindre, selon le sous-refroidissement du liquide. Ils ont choisi de négliger la différence (qualifiée de *faible*) entre les deux géométries. Dans la suite de ce paragraphe, nous nous limitons au cas de l'ébullition en film autour d'une sphère¹.

La configuration du film de vapeur dépend également du **sous-refroidissement** du liquide, de la **surchauffe** de la sphère, de la **pression** du système, ainsi que de l'**écoulement externe** autour de la sphère.

¹ Dans les codes de simulation des accidents graves, les gouttes ou fragments de combustible sont modélisés par des sphères.

3.1.1. EFFET DU DIAMÈTRE DE LA SPHÈRE

Lors de l'ébullition d'un liquide autour d'une sphère, un film de vapeur, de surface lisse ou irrégulière et de faible épaisseur, recouvre entièrement la face avant. À l'arrière, un dôme de vapeur se forme de manière périodique dans le temps et constitue le point de relâchement de bulles de vapeur. Cette région de départ des bulles dépend à la fois de la taille de la sphère et des propriétés du liquide, comme illustré sur la Figure 1-6 :

- pour une sphère de petit diamètre, un épais dôme de vapeur, unique et de forme hémisphérique, recouvre la partie supérieure de la sphère. Cette configuration de film est similaire à celle observée autour d'un cylindre de petite taille¹ dont la face arrière est isolée par un épais film de vapeur plan (Hendricks, 1969).
- pour une sphère de grand diamètre, plusieurs dômes de vapeur apparaissent à l'interface L-V. Cette interface sinusoïdale est également observée pour un cylindre de grande taille (ou sur une plaque plane horizontale).

Gunnerson (1979) a ajouté à cette description le cas des sphères de très petit diamètre pour lesquelles le dôme de vapeur s'apparente à une colonne de vapeur qui surmonte la sphère (l'angle de décollement du film de vapeur se situe donc au niveau de l'équateur).

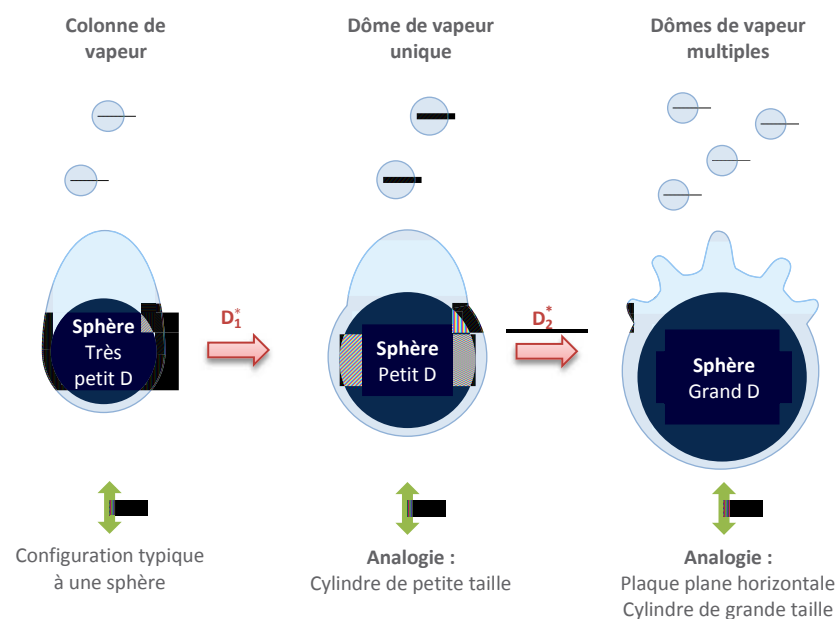


Figure 1-6 - Configuration du film de vapeur autour d'une sphère en convection naturelle en fonction de son diamètre

Figure inspirée de (Gunnerson, 1979) et (Hendricks, 1969).

Un critère simple a été proposé par Gunnerson (1979) afin de distinguer les sphères de très petit diamètre des sphères de petit diamètre. Des considérations hydrodynamiques empêchent le diamètre du dôme de vapeur de dépasser celui de la sphère. Aussi, pour une sphère de petit diamètre, le dôme de vapeur grossit jusqu'à

¹ Un cylindre est qualifié de petite taille lorsque le rapport $\lambda_c/(2\pi D)$, est supérieur à 2, avec λ_c la longueur d'onde critique des IRT et D le diamètre du cylindre (Hendricks, 1969).

pouvoir relâcher une bulle de vapeur. En égalant la force de flottabilité ($g(\rho_L - \rho_V)V_{\text{dôme}}$, où $V_{\text{dôme}} = \pi(D_{\text{dôme}})^3/12$) et la force due à la tension de surface ($\pi\sigma D_{\text{dôme}}$) agissant sur le dôme de vapeur au moment du départ de la bulle (i.e. lorsque $D_{\text{dôme}} = D_1^*$), on obtient le diamètre caractérisant la transition de la configuration « colonne de vapeur » à la configuration « mono-dôme » :

$$\frac{D_1^*}{l_c} = \sqrt{12}, \text{ soit } D_1^* = \left(\frac{12\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)} \right)^{1/2} \quad (1-1)$$

où l_c désigne la longueur capillaire définie par :

$$l_c = \left(\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)} \right)^{1/2} \quad (1-2)$$

Pour le sodium à saturation (à 1 bar), on a : $D_1^* = 1.41 \text{ cm}$.

Hendricks et Baumeister (1969) ont établi un critère basé sur la théorie des instabilités hydrodynamiques de Rayleigh-Taylor (IRT) pour caractériser le passage de la configuration « mono-dôme » à la configuration « multi-dômes de vapeur » (distinction entre les sphères de petit diamètre et celles de grand diamètre). Ce critère porte sur la circonférence du dôme de vapeur, défini par $R\theta^*$, où θ^* est l'angle de décollement du film à partir duquel le dôme de vapeur se développe : lorsque $R\theta^*$ devient supérieur à la longueur d'onde la plus pénalisante, λ_{MD} (*most dangerous wavelength*)¹, les IRT se développent à l'interface. λ_{MD} est définie par :

$$\lambda_{MD} = \sqrt{3}\lambda_c = 2\pi \left(\frac{3\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)} \right)^{1/2} \quad (1-3)$$

L'angle θ^* est déterminé en fonction du nombre de Bond², Bo , et dépend donc directement de la taille de la sphère ; il varie entre $\pi/2$ et $3\pi/4$.

Ainsi, le diamètre critique définissant le passage de la configuration « mono-dôme » à la configuration « multi-dômes » de vapeur est défini tel que $\frac{D_2^*}{2}\theta_{\text{max}}^* = \lambda_{MD}$, c'est-à-dire :

$$\frac{D_2^*}{l_c} = \frac{16}{\sqrt{3}}, \text{ soit } D_2^* = \frac{16}{3} \left(\frac{3\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)} \right)^{1/2} \quad (1-4)$$

Gunnerson (1979) a utilisé le critère d'Hendricks et Baumeister en remplaçant λ_{MD} par λ_c (*critical wavelength*)³, définie par :

$$\lambda_c = 2\pi \left(\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)} \right)^{1/2} = 2\pi l_c \quad (1-5)$$

Il obtient :

¹ λ_{MD} correspond à la longueur d'onde pour laquelle la croissance de la déformation est maximale.

² Le nombre de Bond est défini comme le rapport des forces de flottabilité et de tension de surface par : $Bo = g(\rho_L - \rho_V)R^2/\sigma$.

³ λ_c correspond à la limite entre un état stable où les forces de tension de surface prédominent ($\lambda < \lambda_c$) et un état instable où la gravité l'emporte ($\lambda > \lambda_c$).

$$\frac{D_2^*}{l_c} = \frac{16}{3}, \text{ soit } D_2^* = \frac{16}{3} \left(\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_v)} \right)^{1/2} \quad (1-6)$$

Pour le sodium à saturation (à 1 bar) et à partir des deux critères énoncés ci-dessus, on obtient : $2.16 \text{ cm} \leq D_2^* \leq 3.75 \text{ cm}$.

Remarque : pour de l'eau saturée à 1 bar, on trouve $D_1^* = 0.98 \text{ cm}$ et $1.51 \text{ cm} \leq D_2^* \leq 2.62 \text{ cm}$.

On précise que pour une sphère de faible diamètre, l'approche adoptée par Hendricks et Baumeister (ou Gunnerson) n'est plus valable : la taille du système rend impossible le développement des IRT, remplacées par l'apparition de petites vaguelettes à l'interface.

3.1.2. EFFET DU SOUS-REFROIDISSEMENT ET DE LA SURCHAUFFE

Liu et Theofanous (1996) ont observé l'influence du sous-refroidissement et de la surchauffe de la sphère sur la configuration du film de vapeur lors de l'ébullition en vase de l'eau (Figure 1-7).

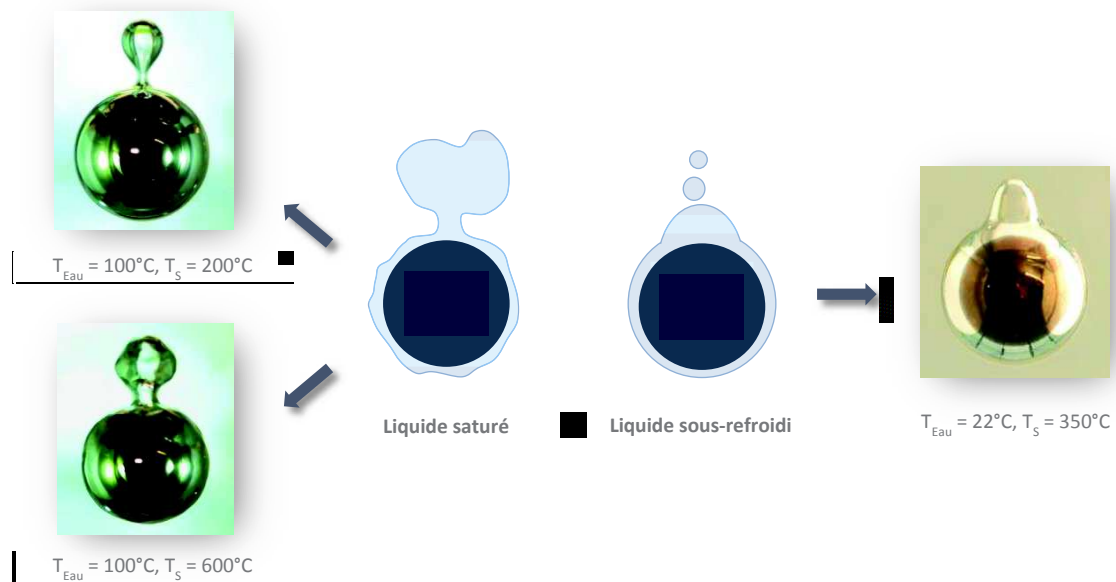


Figure 1-7 - Configuration du film de vapeur pour un liquide saturé et sous-refroidi en convection naturelle (Liu, 1996)

Photographies de Vakarelski et al. (2012) : refroidissement d'une sphère métallique super-hydrophobe (D = 20 mm) suspendue magnétiquement dans l'eau.

Lors de l'**ébullition en film saturée**, le film de vapeur est épais et la vapeur créée se condense peu dans le liquide. La surface du film sur la face avant de la sphère est irrégulière et agitée, notamment pour des températures de paroi élevées. Elle devient plus lisse lorsque la température de la sphère diminue.

Lors de l'**ébullition en film sous-refroidie**, le film de vapeur est plus fin que dans le cas saturé et la surface du film recouvrant l'hémisphère inférieure de la sphère est lisse. À l'arrière de la sphère, le dôme de vapeur est plus petit que dans le cas saturé, tout comme les bulles de vapeur relâchées, qui se condensent rapidement. La fréquence de détachement des bulles dépend de la température de la sphère et du degré de sous-

refroidissement. Pour des surchauffes élevées, le relâchement des bulles est rapide et ralentit avec la diminution de la température de la sphère.

3.1.3. EFFET DE LA CONVECTION FORCÉE DE L'ÉCOULEMENT EXTERNE

Lors de l'ébullition en film en convection forcée, le film de vapeur recouvrant la face avant de la sphère faisant face à un écoulement (pour un écoulement ascendant) est de plus faible épaisseur qu'en convection naturelle. La vapeur est relâchée à l'arrière de la sphère, dans le sillage, dont la taille dépend du degré de sous-refroidissement, de la vitesse de l'écoulement et de la surchauffe.

Liu et Theofanous (1996) ont distingué, comme pour le cas de la convection naturelle, l'ébullition en film saturée et sous-refroidie (Figure 1-8).

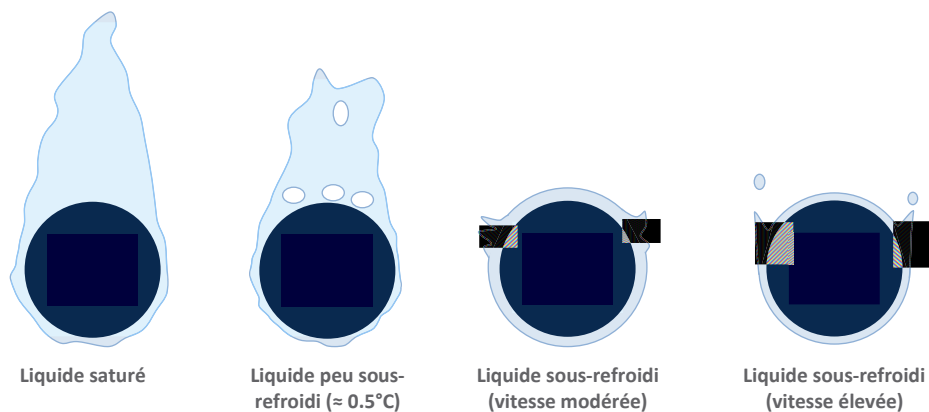


Figure 1-8 - Configuration du film de vapeur en convection forcée pour un liquide saturé et sous-refroidi (Liu, 1996)

Lors de l'**ébullition en film saturée**, un long et épais sillage de vapeur se forme à l'arrière de la sphère, indépendamment de sa température. Plus la surchauffe et la vitesse de l'écoulement sont élevées, plus la longueur du sillage est importante. La surface du film à l'avant de la sphère est irrégulière.

Lors de l'**ébullition en film sous-refroidie**, le sillage de vapeur disparaît et un film de vapeur, de surface irrégulière, se forme à l'arrière de la sphère. Le relâchement de vapeur est quasiment nul pour de faibles vitesses d'écoulement mais devient plus important à des vitesses plus élevées. Toutefois, les bulles de vapeur relâchées se condensent rapidement dans le liquide. À l'avant de la sphère, le film de vapeur présente une surface lisse.

Remarque : l'angle de décollement du film de vapeur, θ_{div} , est plus faible en convection forcée qu'en convection naturelle. Selon Epstein et Hauser (1980), θ_{div} est compris entre $\pi/2$ et $3\pi/2$ en convection forcée, alors qu'en convection naturelle, il est proche de π .

3.2. TEMPÉRATURE MINIMUM D'ÉBULLITION EN FILM, T_{MFB}

Lors du refroidissement d'un corps chaud, la température minimum d'ébullition en film, notée T_{MFB} , correspond classiquement au passage du régime d'ébullition en film au régime d'ébullition de transition (Figure 1-1). Pour une température de paroi supérieure à T_{MFB} , un film de vapeur isole l'élément chauffant du liquide environnant.

Des corrélations empiriques et plusieurs modèles, s'appuyant sur des considérations hydrodynamiques ou thermodynamiques, ont été proposés afin de déterminer la température minimum d'ébullition en film. La théorie thermodynamique est utilisée plus spécifiquement pour évaluer la température de Leidenfrost. Celle-ci s'apparente à T_{MFB} sinon qu'elle se réfère au cas de gouttes de liquide en lévitation au-dessus d'une surface chauffante. En pratique, la mesure des deux températures coïncide généralement.

Comme exposé au paragraphe 1.2, l'existence de deux sous-régimes d'ébullition en film implique la définition de deux températures de transition. Toutefois, nous ne saurions dire à quelle température, $T_{MFB,1}$ ou $T_{MFB,2}$, correspond la température T_{MFB} décrite dans les corrélations de la littérature.

Après avoir exposé les corrélations empiriques de T_{MFB} établies pour le sodium, nous décrivons les approches hydrodynamiques et thermodynamiques. Enfin, nous présenterons la corrélation utilisée dans le code SIMMER qui dérive de la théorie thermodynamique.

3.2.1. CORRÉLATIONS EMPIRIQUES

À partir de données expérimentales, deux corrélations ont été établies pour déterminer la température minimum d'ébullition en film du sodium (les expériences correspondantes sont détaillées au paragraphe 2, ci-dessus) :

- Farahat (1971) a étudié l'ébullition du sodium autour d'une sphère de tantale en convection naturelle et a proposé la corrélation suivante de T_{MFB} (à $\pm 15\%$) :

$$T_{MFB}(K) = 1591.16 + 12.2(T_{Sat}(K) - T_L(K)) \quad (1-7)$$

- Zimmer et al (1989) ont étudié l'ébullition en film d'une sphère d'alumine chutant dans un bain de sodium :

$$T_{MFB}(K) = 1600 + 7.2(T_{Sat}(K) - T_L(K)) \quad (1-8)$$

Dans ces corrélations, **seule la dépendance de T_{MFB} en fonction du sous-refroidissement du liquide est prise en compte**. Malgré l'utilisation de sphères de taille différente, Farahat ne tient pas compte de l'effet du diamètre, qui influe pourtant sur la valeur de T_{MFB} (cf. paragraphe 3.4.3).

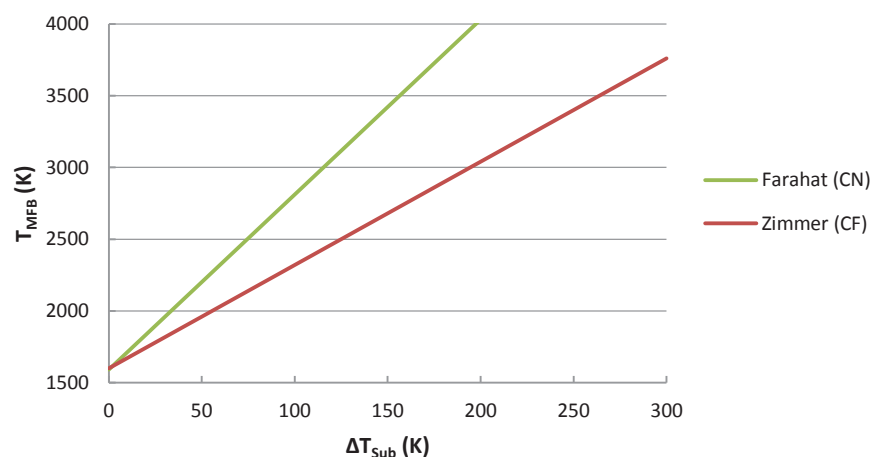


Figure 1-9 - Corrélations empiriques de Farahat et Zimmer pour T_{MFB} en fonction du sous-refroidissement

La corrélation de Farahat a été établie en convection naturelle pour le système Ta-Na et celle de Zimmer a été établie en convection forcée pour le système Al_2O_3 -Na (à $P = 1$ bar, $T_{Sat} = 1152.27$ K).

Sur la Figure 1-9 sont tracées les deux corrélations empiriques jusqu'à des températures qui permettraient un prémélange en régime d'ébullition en film du combustible fondu. Le sodium serait en ébullition en film autour de gouttes à 3500 K pour un degré de sous-refroidissement inférieur ou égal à 156.5 K d'après la corrélation de Farahat (système Ta-Na, CN) et à 263.9 K d'après la corrélation de Zimmer (système $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Na}$, CF). On obtient alors un écart supérieur à 100 K entre les sous-refroidissements fournis par ces deux approches.

L'écart observé peut notamment s'expliquer par :

- la nature de l'élément chauffant utilisé (tantale dans un cas, alumine dans l'autre : les propriétés thermophysiques du matériau chaud (cf. annexe 2) influent sur la valeur de T_{MFB} (ceci est abordé plus en détail au paragraphe 3.4.6),
- la mise en œuvre de l'expérience : dans l'expérience de Zimmer, les sphères chutent librement dans le bain de sodium tandis que dans l'expérience de Farahat, la sphère, maintenue par une tige, est immergée dans le bain à une profondeur donnée. Toutefois, la convection forcée tend à augmenter T_{MFB} (cf. paragraphe 3.4.4), augmentation qui n'est pas rendue compte au travers de cette étude. Par ailleurs, la présence de la tige favorise les contacts entre le liquide et la sphère, et par là même les transferts thermiques : la valeur de T_{MFB} serait donc surestimée dans l'expérience de Farahat (Figure 2-3 - paragraphe 1.3, Chapitre 1).

Étant donnés l'incertitude sur la mesure et le peu de points expérimentaux disponibles, ces corrélations, quoique facile d'utilisation, ne traduisent donc pas une connaissance précise de la température T_{MFB} pour les métaux liquides.

Remarque : comme explicité par la suite, au paragraphe 2.2 du Chapitre 2, la température T_{MFB} décrite par la corrélation de Farahat est comprise entre les valeurs de $T_{\text{MFB},1}$ et $T_{\text{MFB},2}$, identifiées sur les courbes expérimentales.

3.2.2. CONSIDÉRATIONS HYDRODYNAMIQUES

Dans l'approche hydrodynamique, T_{MFB} correspond à la température pour laquelle la production de vapeur est suffisante pour compenser le relâchement de celle-ci. Les bulles de vapeur naissent des IRT qui apparaissent à l'interface L-V, comme schématisé sur la Figure 1-10.

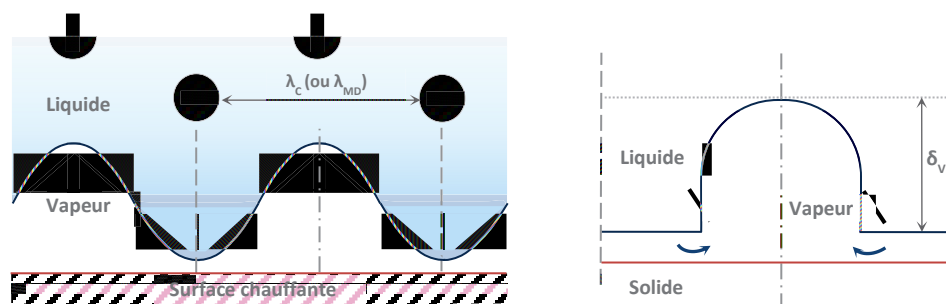


Figure 1-10 - Modèle d'ébullition en film sur une surface horizontale avec développement d'IRT à l'interface L-V (Beren-son, 1961)

En 1957, Chang a observé, lors de l'ébullition en film sur une plaque plane, que l'espacement entre les bulles de vapeur relâchées, est proche de la longueur d'onde critique, λ_c (Dwyer, 1976).

Zuber a trouvé plus pertinent de considérer la longueur d'onde la plus pénalisante, λ_{MD} , au lieu de λ_c (Dwyer, 1976). Il définit ainsi un diamètre de départ des bulles de vapeur, D_B , comme étant proportionnel à une longueur d'onde à l'interface comprise entre λ_c et λ_{MD} . Pour le cas d'une surface plane horizontale ou d'un cylindre de grand diamètre¹, D_B est approché de la manière suivante :

$$\frac{\lambda_c}{2} \leq D_B \leq \frac{\lambda_{MD}}{2}$$

Berenson a étudié les transferts thermiques en ébullition en film sur une surface horizontale. À partir des travaux de Bromley (1950), il décrit les transferts thermiques en ébullition en film, contrôlés selon lui uniquement par la conduction à travers le film de vapeur. Par ailleurs, il reprend les considérations hydrodynamiques de Zuber en supposant un espacement entre les bulles égal à λ_{MD} et détermine une expression analytique de T_{MFB} à saturation (Berenson, 1961) :

$$\Delta T_{MFB}(K) = T_{MFB} - T_{sat} = 0.127 \frac{\rho_v h_{LV}}{\lambda_v} \left(\frac{g(\rho_L - \rho_v)}{\rho_L + \rho_v} \right)^{2/3} \left(\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_v)} \right)^{1/2} \left(\frac{\mu_v}{g(\rho_L - \rho_v)} \right)^{1/3} \quad (1-9)$$

Dans ce modèle, la paroi chauffante est supposée **isotherme**, ce qui peut être une bonne approximation pour le cas de l'eau, mais qui n'est valable pour le système UO_2 -Na. En effet, l' UO_2 présente une conductivité thermique faible devant celle du sodium (cf. annexe 2). Aussi, lors d'un contact transitoire L-S, la surface chauffante subit localement des fluctuations de températures.

Appliqué au cas du sodium, le modèle de Berenson sous-estime largement la valeur de T_{MFB} en comparaison à celle prédite par la corrélation de Farahat (Figure 1-11), d'autant plus que le sous-refroidissement est important (l'écart est près de 31 % à saturation). L'ébullition en film du sodium semble être assurée quel que soit le degré de sous-refroidissement pour des températures du corps chaud supérieures à 1260 K (qui correspond à la valeur de T_{MFB} à $T_L = 372$ K).

Henry (1974) complète le modèle de Berenson en tenant compte des variations locales de température à la surface de la paroi chauffante. Il considère la participation des contacts L-S aux transferts thermiques, au moins pendant un certain laps de temps, ainsi que l'évaporation d'une fine couche de liquide qui reste au contact de la paroi après qu'il y ait eu contact. Ces deux mécanismes viennent refroidir localement la surface, ce qui invalide donc l'hypothèse d'une surface isotherme effectuée par Berenson. La température décrite par Henry semble donc correspondre à $T_{MFB,2}$, température de transition entre le sous-régime d'ébullition en film instable et le régime d'ébullition de transition.

Henry propose une corrélation semi-empirique pour T_{MFB} dans laquelle les propriétés thermophysiques de la surface chauffante et du liquide interviennent :

$$\frac{T_{MFB} - T_{MFB,iso}}{T_{MFB,iso} - T_L} = 0.42 \left(\left(\frac{(\lambda \rho c_p)_L}{(\lambda \rho c_p)_S} \right)^{1/2} \frac{h_{LV}}{(c_p)_S \Delta T_{min,iso}} \right)^{0.6} \quad (1-10)$$

¹ Pour des cylindres de faible diamètre ($D < 1$ cm), l'expression de λ_c est différente de celle d'une surface plane horizontale (Gunnerson, 1979).

où $\Delta T_{MFB,iso}$ désigne ΔT_{MFB} pour une surface isotherme (calculée à partir de la corrélation de Berenson), $T_{MFB,iso}$ la température minimum d'ébullition en film correspondante, et h_{LV} la chaleur latente de vaporisation. Les constantes 0.42 et 0.6 (équation (1-10)) ont été obtenues en utilisant des données expérimentales, dont celles de Farahat en sodium.

Remarque : les modèles issus de la théorie hydrodynamique ne sont vraisemblablement pas applicables au cas des sphères de petit diamètre, pour lesquelles les IRT ne sont pas observées à l'interface L-V (cf. paragraphe 3.1.).

D'après la Figure 1-11, la corrélation de Henry montre un accord globalement satisfaisant avec les corrélations empiriques, notamment avec la corrélation de Farahat. Pour une température de corps chaud de 3500 K, on trouve que l'ébullition en film du sodium est assurée jusqu'à un sous-refroidissement de 185 K pour le système Ta-Na (soit un écart de 15.4 % avec la corrélation de Farahat) et de 419 K pour le système Al_2O_3 -Na (soit un écart de 37 % avec la corrélation de Zimmer). On souligne que la corrélation de Henry ne rend pas compte de l'influence de l'écoulement, libre ou forcé, du liquide autour de la sphère.

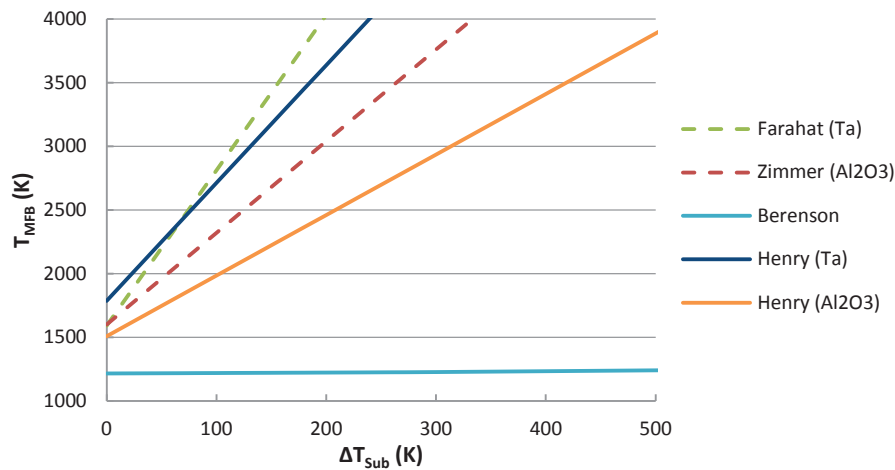


Figure 1-11 - Corrélations pour T_{MFB} issues de la théorie hydrodynamique et de l'expérience en fonction du sous-refroidissement pour le système Ta-Na et Al_2O_3 -Na

Les propriétés du tantale et de l'alumine, décrites en annexe, sont prises à 2400 K.

3.2.3. CONSIDÉRATIONS THERMODYNAMIQUES

La théorie thermodynamique permet de déterminer la température de Leidenfrost, T_{Leid} , assimilable à T_{MFB} . Elle est basée sur l'évaluation de la température de surchauffe maximale du liquide, T_{Max}^1 , et sur la connaissance de la température de saturation du liquide, T_{Sat} . La température T_{Max} correspond à la température de vaporisation du liquide pour une interface parfaite (i.e. mouillabilité totale, absence de sites de nucléation et d'impuretés). Aussi, une fois cette température atteinte, l'ébullition en film a inévitablement lieu. Néanmoins, si l'interface

¹ T_{Max} correspond à la limite thermodynamique maximale du liquide surchauffé à une pression donnée, définie par l'intersection de la courbe spinodale de la phase liquide, définie par : $-\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T = 0$ et l'isotherme correspondante.

n'est pas parfaite, l'ébullition en film est susceptible d'être initiée pour une température d'interface inférieure à T_{Max} pouvant avoisiner T_{Sat} .

Le déclenchement de l'ébullition en film a donc lieu pour une température d'interface comprise entre T_{Sat} et T_{Max} ($T_{Sat} < T_{int} \leq T_{Max}$).

La température d'interface correspond à la température instantanée de contact, supposé parfait, entre deux milieux semi-infinis, en l'occurrence le sodium liquide (à la température T_L , d'effusivité thermique ϵ_L) et la paroi chauffante (à la température T_S , d'effusivité thermique ϵ_S). Elle est déterminée par un calcul de conduction et est donnée par la relation suivante (Carslaw, 1959) :

$$T_{int} = \frac{\epsilon_S T_S + \epsilon_L T_L}{\epsilon_S + \epsilon_L} \quad (1-11)$$

où ϵ désigne l'effusivité thermique du matériau définie par : $\epsilon = (\rho c_p \lambda)^{1/2}$.

Cho (1977) indique que l'équation (1-11) est appropriée pour connaître T_{int} instantanément après la mise en contact, ce qui est le cas pour l'étude de l'interaction entre l' UO_2 et le sodium¹. En revanche, pour des phénomènes où les constantes de temps sont plus importantes (e.g. changement de phase, refroidissement post-accidentel), le rayonnement de l' UO_2 influence la valeur de T_{int} . En effet, celle-ci augmente de 50 K avec la prise en compte du rayonnement pour une réflectivité de l'interface égale à 1 (et légèrement plus pour une réflectivité plus faible).

En considérant la température de surface, T_S , égale à T_{MFB} à l'instant précédant le contact et sachant que la température du liquide est telle que $T_{Liquidus} \leq T_L \leq T_{Sat}$, on obtient un intervalle de température permettant de caractériser l'apparition de l'ébullition en film :

$$T_{Sat} < T_{MFB} \leq \frac{(\epsilon_S + \epsilon_L) T_{Max} - \epsilon_L T_{Liq}}{\epsilon_S}$$

Dans la littérature, plusieurs modèles sont proposés pour déterminer la température T_{Max} .

▪ Modèles pour la détermination de T_{Max}

Le modèle de **Spiegler et al**, établi en 1963, considère T_{MFB} comme une propriété d'un état thermodynamique du fluide, indépendamment de la nature de l'élément chauffant (Gunnerson, 1979). T_{MFB} est simplement assimilée à la température de surchauffe maximale du liquide métastable, T_{Max} , calculée à partir de l'équation d'état de Van der Waals. T_{Max} est alors donnée par :

$$T_{Max} = \frac{27}{32} T_{Crt} \quad (1-12)$$

Pour le sodium : $T_{Max} = 2112.5$ K ($T_{Crt} = 2503.7$ K).

Ce modèle donne des résultats satisfaisants pour certains fluides, comme l'eau, qui obéissent à l'équation d'état de Van der Waals. Toutefois, les métaux liquides ne suivent pas cette équation d'état et **la formulation**

¹ Le temps caractéristique d'une interaction énergétique entre l' UO_2 et le sodium est de l'ordre de la milliseconde, voire inférieur (Cho, 1977).

de T_{MFB} proposée par Spiegler n'est donc pas applicable au cas du sodium. On observe que T_{Max} surestime très largement la valeur de T_{MFB} donnée par la corrélation de Farahat à faible sous-refroidissement (Figure 1-12) et la sous-estime à des sous-refroidissements importants.

La corrélation de Spiegler a été reprise et améliorée par **Lienhard** (Gunnerson, 1979). En utilisant la règle des aires de Maxwell¹, il obtient l'équation (1-13). Puis, en utilisant des données expérimentales pour des **fluides non métalliques**, il propose la corrélation (1-14).

$$\frac{T_{Max} - T_{Sat}}{T_{Crt}} = \left(1 - \frac{T_{Sat}}{T_{Crt}}\right) - \frac{7}{32} \left(1 - \left(\frac{T_{Sat}}{T_{Crt}}\right)^{5.16}\right) \quad (1-13)$$

$$\frac{T_{Max} - T_{Sat}}{T_{Crt}} = \left(1 - \frac{T_{Sat}}{T_{Crt}}\right) - 0.095 \left(1 - \left(\frac{T_{Sat}}{T_{Crt}}\right)^8\right) \quad (1-14)$$

On trouve pour le sodium : $T_{Max} = 1966.0$ K (équation (1-13)) et $T_{Max} = 2266.3$ K (équation (1-14)).

Le modèle de Spiegler n'étant pas valable pour les métaux liquides, la corrélation de Lienhard ne sera a fortiori pas applicable au sodium. Notons que l'équation (1-14), obtenue à partir de résultats empiriques pour des fluides classiques, donne des estimations correctes de T_{MFB} pour des liquides non-métalliques mais surestime très largement la valeur de T_{MFB} du sodium peu sous-refroidi ($\Delta T_{Sub} \leq 50$ K) (Figure 1-12).

Young et Adler, en 1971, ont adopté une démarche analogue à celle de Spiegler. À partir de l'équation d'état d'un gaz à sphères dures², valable pour les métaux liquides (Gunnerson, 1979), une autre formulation de T_{Max} est proposée :

$$T_{Max} = \frac{(0.50136)a}{N\pi R\sigma_a^3} \quad (1-15)$$

où N est le nombre d'Avogadro ($N = 6.02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$), R la constante des gaz parfaits ($R = 8.314472 \text{ J.mol}^{-1}.K^{-1}$), σ_a le diamètre atomique du sodium et a une constante ($a = -E_0 V_0$, avec E_0 l'énergie de cohésion molaire, égale à 108 kJ.mol^{-1} pour le sodium ; et V_0 le volume molaire, égal à $23.79 \text{ cm}^3.\text{mol}^{-1}$ pour le sodium).

La taille d'un atome est une propriété difficile à déterminer et les valeurs que l'on trouve dans la littérature présentent une grande disparité (écart de 18% entre les extremums : 3.14 et 3.72 Å , valeur moyenne : 3.38 Å pour le sodium). On obtient pour le sodium :

$$1605 \text{ K} \leq T_{Max} \leq 2670 \text{ K}, 3.14 \text{ Å} \leq \sigma_a \leq 3.72 \text{ Å}$$

$$\overline{T_{Max}} = 2140 \text{ K}, \overline{\sigma_a} = 3.38 \text{ Å}$$

Baumeister (1973) a ajusté le modèle de Spiegler en ajoutant un modèle de conduction transitoire afin d'avoir une meilleure estimation de la température de surface de la paroi. Son approche est donc semblable à celle de Henry de par la prise en compte des propriétés thermophysiques de la surface chauffante, liée aux contacts L-S.

¹ La règle de Maxwell indique que l'aire entre la courbe $P(v)$ et la droite P_{Sat} doit être nulle. Elle permet de déterminer la pression de saturation ainsi que les volumes massiques de phases liquide et vapeur à saturation.

² Cette équation d'état dérive de l'équation de Van der Waals dans laquelle on néglige l'interaction attractive entre les molécules de gaz, assimilées à des sphères dures.

Elle considère également l'influence de la mouillabilité de la paroi sur la valeur de T_{MFB} . La température T_{MFB} décrite par Baumeister correspondrait donc également à $T_{MFB,2}$.

La formulation de T_{MFB} proposée par Baumeister est donnée par :

$$T_{MFB} = \frac{27/32 \left(1 - \exp \left(-0.52 \left(10^4 \left((\rho_s / A_s)^{4/3} / \sigma_{LV} \right)^{1/3} \right) \right) \right) T_{Crt} - T_L}{\exp(0.00175 \beta) \operatorname{erfc}(0.042 \beta^{1/2})} + T_L \quad (1-16)$$

avec $\beta = (\lambda \rho_c)_s^{-1}$, paramètre prenant en compte les propriétés thermophysiques de la paroi, et A le numéro atomique du matériau chauffant. La tension de surface doit être calculée à saturation en dyne.cm^{-1} et la masse volumique doit être exprimée en g.cm^{-3} .

Sur la Figure 1-12, on observe que la corrélation de Baumeister sous-estime globalement la valeur de T_{MFB} donnée par la corrélation de Farahat, sous-estimation d'autant plus marquée que le liquide est sous-refroidi.

Finalement, l'ensemble des corrélations issues de la théorie thermodynamique (exceptée celle de Lienhard, cf. Tableau 1-2) montrent que pour une sphère de tantale à 3500 K ($D = 2.54 \text{ cm}$) plongée dans un bain de sodium sous-refroidi, les transferts thermiques s'effectuent en régime d'ébullition en film, et ce quel que soit le sous-refroidissement du sodium (jusqu'à $T_L = 372 \text{ K}$).

Corrélation	Spiegler	Lienhard	Young	Baumeister	Farahat
$T_{MFB} \text{ (K) à } T_L = 372 \text{ K}$	3388.1	3654.7	3435.8	1461.8	11 110.5

Tableau 1-2 - T_{MFB} calculée à partir des corrélations issues de la théorie thermodynamique pour une température du sodium de 372 K

T_{MFB} donnée par la corrélation de Farahat est également indiquée à titre de comparaison.

▪ Corrélation semi-empirique du code SIMMER

Dans le code SIMMER, la détermination de T_{MFB} est basée la théorie thermodynamique qui, rappelons-le, prédit une valeur de T_{MFB} comprise entre T_{Sat} et T_{Max} . Kondo et al. proposent d'exprimer T_{MFB} en fonction d'une constante C_{MFB} (Kondo, 1995) comme suit :

$$\Delta T_{MFB} \triangleq (T_{MFB} - T_{Sat}) = C_{MFB} (T_{Max} - T_{Sat}) \quad (1-17)$$

En prenant C_{MFB} égale à 1, cela revient à choisir T_{MFB} égale à T_{Max} . Kondo et al. recommandent $C_{MFB} = 0.6$ pour le sodium et $C_{MFB} = 0.64$ pour l'eau (à saturation et pression atmosphérique), en s'appuyant sur la corrélation empirique de C_{MFB} formulée par Olek en 1991 :

$$C_{MFB} = \frac{1}{2} \frac{T_{Crt} - T_{Sat}}{T_{Max} - T_{Sat}} \quad (1-18)$$

Dans la version actuelle du code SIMMER (S3V3E), C_{MFB} est fixée à 0.55. T_{Max} est quant à elle calculée à partir de la corrélation de Lienhard (équation (1-14)), valable pour des fluides non métalliques, ce qui conduit à $T_{MFB} = 1765.0 \text{ K}$.

Un terme correctif est ajouté afin de prendre en compte l'influence du sous-refroidissement du liquide sur T_{MFB} . En effet, pour une température de paroi donnée, plus le liquide est sous-refroidi, moins la production de vapeur est importante. Kondo et al. considèrent que lorsque l'intégralité de la chaleur qui arrive à l'interface L-V

(rayonnement inclus) sert à chauffer le liquide, cela conduit à l'effondrement du film de vapeur, c'est-à-dire lorsque :

$$\left(\frac{\lambda_v}{\delta_{\min}} + h_r \right) \Delta T_{\text{sat,lim}} = h_{\text{Sub}} \Delta T_{\text{Sub}}, \text{ soit :}$$

$$\left(\frac{D}{\delta_{\min}} + \text{Nu}_r \right) \Delta T_{\text{sat,lim}} = \frac{\lambda_L}{\lambda_v} \text{Nu}_{\text{Sub}} \Delta T_{\text{Sub}} \quad (1-19)$$

avec Nu_{Sub} le nombre de Nusselt convectif sous-saturé (en convection naturelle - équation (1-36), ou forcée - équation (1-46)), Nu_r le nombre de Nusselt de rayonnement (équation (1-37)) et δ_{\min} l'épaisseur minimale du film de vapeur en dessous de laquelle le film collapse. δ_{\min} est indépendante du diamètre de la sphère et est fixée à 100 μm : cette valeur a été obtenue à partir des données expérimentales mettant en évidence l'ébullition en film de l'eau sur des sphères de diamètre variable (expériences de Dhir et Purohit et de Bradfield).

Cela conduit à la formulation suivante de T_{MFB} , utilisée dans le code :

$$\Delta T_{\text{MFB}} = 0.55(T_{\text{Max}} - T_{\text{Sat}}) + \frac{\lambda_L}{\lambda_v} \frac{\text{Nu}_{\text{Sub}} \Delta T_{\text{Sub}}}{D_s / \delta_{\min} + \text{Nu}_r} \quad (1-20)$$

En choisissant $\delta_{\min} = 100 \mu\text{m}$ et $C = 0.6$, Kondo et al. trouvent un accord satisfaisant entre les valeurs données par l'équation (1-20) et les résultats expérimentaux de Dhir et Purohit en eau. Pour le sodium, la corrélation donne une estimation correcte de T_{MFB} en comparaison à la corrélation de Farahat à faible sous-refroidissement (écart d'environ 11 % à saturation, Figure 1-12). En revanche, lorsque le degré de sous-refroidissement augmente, les corrélations divergent. Pour une sphère à 3500 K, SIMMER prédit un sous-refroidissement maximal de 288.8 K pour assurer l'existence d'un film de vapeur, contre 156.5 K d'après la corrélation de Farahat (soit un écart relatif de 84.5 %).

Le choix de $\delta_{\min} = 100 \mu\text{m}$ semble être une valeur élevée pour l'épaisseur minimale du film de vapeur qui dépend, qui plus est, d'un certain nombre de paramètres (D , P , T_s , ...). Dans l'étude menée par Reynolds (1976) sur la zone d'interaction combustible-réfrigérant (*FCI zone*), la valeur minimale du film de vapeur stable obtenue pour le système Sn-H₂O est comprise entre 10 μm et 60 μm , selon le degré de sous-refroidissement. D'après les auteurs, l'existence de films de vapeur d'épaisseur aussi faible est envisageable pour le système UO₂-Na. Si l'on choisit δ_{\min} égale à 10 μm , cela conduit à une valeur de T_{MFB} très peu dépendante du sous-refroidissement du liquide (Figure 1-12).

Enfin, on précise que les fondements de cette corrélation restent discutables, étant donné qu'elle se base sur la corrélation semi-empirique de Lienhard, non valable, d'un point de vue théorique, pour les métaux liquides et corrélée à partir de données de fluides non-métalliques.

▪ Synthèse

Sur la Figure 1-12 sont représentées les différentes corrélations issues de la théorie thermodynamique. Elles définissent T_{MFB} dans un intervalle de température correct ($T_{\text{Sat}}(1 \text{ bar}) = 1152.3 \text{ K} \leq T_{\text{MFB}} \leq T_{\text{Max}} \approx 3388.1 \text{ K} - 3654.7 \text{ K}$) mais bien trop large pour constituer une estimation acceptable de T_{MFB} . La corrélation de Baumeister permet d'accéder à une valeur de T_{MFB} , mais sous-estime globalement sa valeur. La corrélation de SIMMER donne l'évaluation la plus satisfaisante de T_{MFB} en comparaison à la corrélation de Farahat.

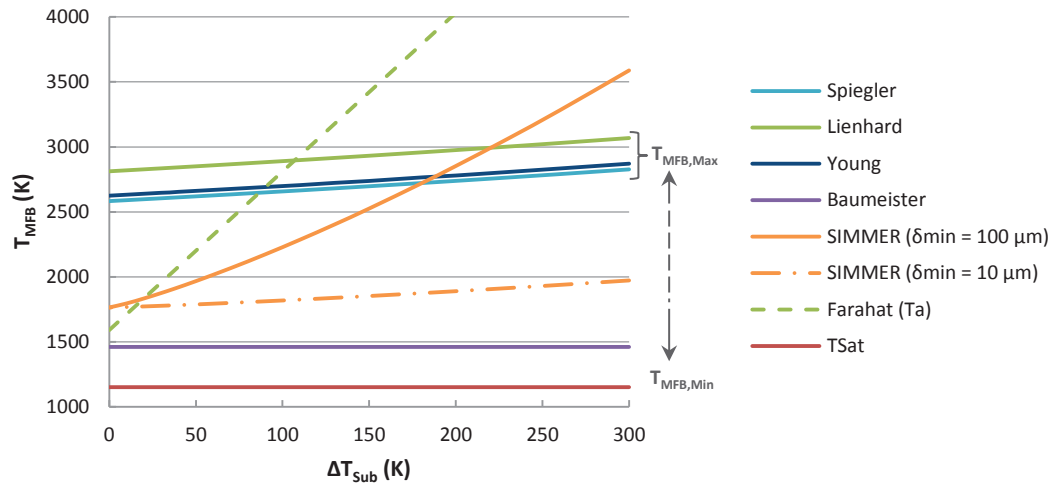


Figure 1-12 - Corrélations pour T_{MFB} issues de la théorie thermodynamique et de l'expérience en fonction du sous-refroidissement pour le système Ta-Na

Sont représentées les bornes inférieure (T_{Sat}) et supérieures de T_{MFB} (d'après les corrélations de Spiegel, Lienhard - éq. (1-14) et Young et Adler) ainsi que T_{MFB} calculé à partir des corrélations de Baumeister, de SIMMER (avec $C_{MFB} = 0.55$), pour $D = 2.54$ cm, $T_s = 2400$ K, $u_{\infty} = 10^{-4}$ m.s⁻¹, $\beta = 3$, et de Farahat. Les propriétés du tantale, décrites en annexe, sont prises à 2400 K.

3.2.4. CONCLUSION

La Figure 1-13 compare les corrélations obtenues à partir la théorie hydrodynamique (corrélation de Henry) et thermodynamique (corrélation de SIMMER) jugées comme étant les plus satisfaisantes en comparaison à la corrélation empirique de Farahat pour le système Ta-Na.

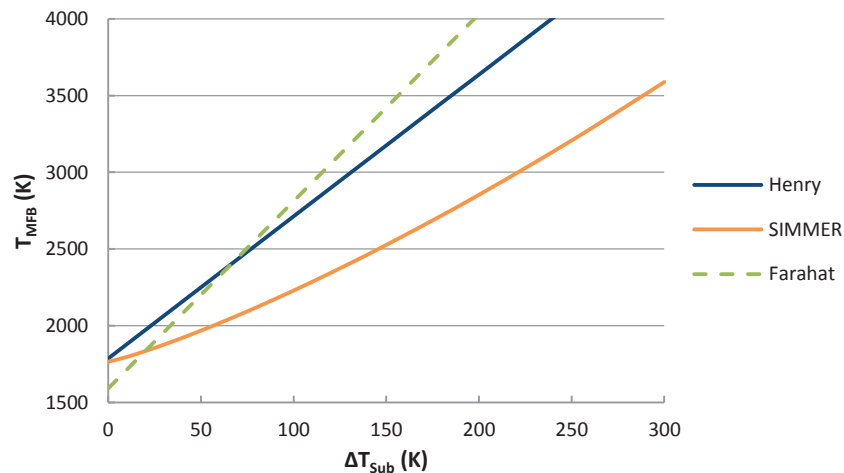


Figure 1-13 - Corrélations pour T_{MFB} issues de la théorie hydrodynamique (Henry), thermodynamique (SIMMER) et de l'expérience (Farahat) en fonction du sous-refroidissement pour le système Ta-Na

Malgré un accord correct entre ces différentes corrélations à faible sous-refroidissement, il est nécessaire de garder à l'esprit :

- l'incertitude sur la définition exacte de T_{MFB} dans les corrélations présentées, qu'elles soient théoriques ou empiriques : ces corrélations décrivent-elles $T_{MFB,1}$, $T_{MFB,2}$ ou bien une température intermédiaire ?

- les hypothèses, parfois incorrectes, sur lesquelles repose chacune de ces corrélations,
- les biais expérimentaux, notamment la présence d'une tige de support de la sphère, dans les essais de Farahat, qui font que sa corrélation ne peut constituer une référence,
- lorsque le sous-refroidissement augmente, les corrélations divergent.

3.3. TRANSFERTS THERMIQUES EN ÉBULLITION EN FILM

3.3.1. GÉNÉRALITÉS

Lors de l'ébullition en film d'un liquide sur une sphère, les transferts de chaleur s'effectuent majoritairement par conduction, convection et rayonnement à travers le film de vapeur. Ces différentes contributions sont généralement prises en compte de **manière additive** dans des corrélations du type (1-21) (e.g. corrélations de Hamill et Baumeister (1967), Farahat (1971), Dhir et Purohit (1978)) :

$$Nu_t = Nu_{sat} + C \frac{\Delta T_{sub}}{\Delta T_{sat}} Nu_{sub} + J Nu_r \quad (1-21)$$

où Nu_t désigne le nombre de Nusselt total, Nu_{sat} (resp. Nu_{sub}) le nombre de Nusselt convectif dans le cas saturé (resp. sous-refroidi) et Nu_r , le nombre de Nusselt radiatif.

Pour tenir compte de l'effet du sous-refroidissement du liquide, certains auteurs (e.g. Sakurai et al. (1990-a)) s'intéressent non pas à la différence entre Nu_t et Nu_{sub} , mais à son rapport. Par ailleurs, le rayonnement peut également être pris en compte de **manière couplée** aux les transferts thermiques d'ébullition en film (e.g. Farahat et El-Halfawy (1975)), afin de prendre en compte sa participation au chauffage du liquide et à sa vaporisation à l'interface L-V.

A titre indicatif, d'autres contributions, comme celles liées aux contacts transitoires L-S (Gunnerson, 1979), à la présence d'une tige de support (expérience de Farahat), au développement de dôme(s) de vapeur à l'arrière de la sphère (Hamill, 1967), ou à la turbulence de l'écoulement (Liu, 1996), pourraient également être considérées.

▪ Transferts thermiques conducto-convectifs (Nu_{sat} et Nu_{sub})

Il existe de nombreux modèles pour décrire les transferts conducto-convectifs lors de l'ébullition en film stable d'un fluide classique (un état de l'art est présenté dans (Liu, 1996)). Dans ces modèles, un certain nombre d'hypothèses simplificatrices, parfois incorrectes, sont effectuées¹. Les corrélations qui en découlent sont ajustées pour correspondre aux résultats expérimentaux (e.g. le modèle d'Epstein et Hauser). Pour les métaux liquides, et plus particulièrement le sodium, très peu de travaux ont été effectués : seuls une corrélation empirique, proposée par Farahat (1971), et un modèle, développé par Farahat et El Halfawy (1975), ont été trouvés dans la littérature (cf. paragraphes 3.3.2 et 3.3.3). Ce modèle, **également applicable (et appliqué) à l'eau**, est utilisé dans le code SIMMER (cf. paragraphe 3.3.4).

¹ Parmi les hypothèses simplificatrices, on retrouve l'épaisseur du film de vapeur supposée constante autour de la sphère, qui conduit à surestimer les transferts thermiques de 20 % (et de plus de 35 % lorsque ΔT_{sub} est élevé) (Epstein, 1980) ou la non prise en compte des termes inertiels et de convectifs dans la phase vapeur.

Dans le cas de l'ébullition en film saturée, il est probable que le caractère métallique du sodium liquide n'intervienne pas, l'essentiel de la chaleur cédée par le corps chaud servant à produire de la vapeur. De plus, les propriétés thermophysiques de l'eau et du sodium sont proches (cf. annexe 1.4). Aussi, les corrélations de Nu_{Sat} développées pour les fluides classiques pourraient être applicables pour le sodium.

Dans le cas de l'ébullition en film sous-refroidie, des corrélations classiques sont généralement utilisées en convection naturelle (équation (1-22)) et en convection forcée (équations (1-23), (1-24)) :

$$Nu_{Sub,CN} = C_{CN} (GrPr_L^a)^{1/4} \quad (1-22)$$

avec pour les fluides classiques : $C_{CN} = 0.9$, $a = 1$ (Dhir, 1978) et pour les métaux liquides : $C_{CN} = 0.75$, $a = 2$ (Farahat, 1971).

$$Nu_{Sub,CF} = (0.4Re_L^{1/2} + 0.06Re_L^{2/3}) Pr_L^{0.4} \text{ pour un liquide non métallique} \quad (1-23)$$

$$Nu_{Sub,CF} = 0.386Re_L^{1/2} Pr_L^{1/2} \text{ pour un métal liquide} \quad (1-24)$$

La contribution de la conduction peut être ajoutée aux transferts convectifs, bien qu'elle soit souvent négligeable ($Nu_{Cond} = 2$ en régime permanent pour une sphère placée dans un liquide stagnant).

▪ Transferts thermiques radiatifs (JNu_r)

Dans le domaine des hautes températures, comme cela est le cas lors de l'interaction entre le réfrigérant et le combustible fondu, le rayonnement peut participer de manière significative aux transferts de chaleur. Il contribue à la fois au chauffage du liquide¹ et à sa vaporisation à l'interface L-V. Le transfert thermique radiatif est souvent traité de manière indépendante, en parallèle des transferts conducto-convectifs, comme formulé dans l'équation (1-21). Cependant, cela n'est valable que si sa contribution reste minoritaire.

Le coefficient de transfert thermique radiatif h_r est déterminé en assimilant la paroi et l'interface L-V à deux plaques parallèles infinies, à des températures respectives T_s et T_{Sat} (Bromley, 1950)². h_r est donné par :

$$h_r = \frac{\sigma_{SB} \frac{T_s^4 - T_{Sat}^4}{\frac{1}{\epsilon_s} + \frac{1}{\alpha_L} - 1}}{\Delta T_{Sat}} \quad (1-25)$$

où ϵ_s est l'émissivité de la surface chaude et α_L le facteur d'absorption du liquide.

Différentes expressions du coefficient de rayonnement J (équation (1-21)) sont proposées :

- Bromley (1950) distingue deux cas selon l'importance du rayonnement en convection naturelle (h_c désigne le coefficient de transfert thermique conducto-convectif) :
 - » pour $h_r \ll h_c$, $J = 3/4$,

¹ Le liquide est chauffé sur une épaisseur qui dépend de la nature du liquide et de la longueur d'onde émise par la surface chauffante. Pour le sodium, cette épaisseur est inférieure à 20 nm dans la gamme de longueur d'onde d'intérêt pour notre problème ($\lambda = [0.8 \mu m ; 2 \mu m]$) (cf. annexe 1.3.1). Par conséquent, on peut admettre que le sodium liquide n'est pas chauffé par le rayonnement de la paroi.

² Cette approximation est valable dans le cas où l'épaisseur du film de vapeur est très petite devant le diamètre de la sphère.

» pour $h_r \approx h_c$ ou $h_r \gg h_c$, $J = \left(\frac{3}{4} + \frac{1}{4} \frac{h_r}{h_c} \frac{1}{2.62 + h_r/h_c} \right)$.

- Sakurai (1990-a) donne une expression plus complexe de J, dérivée de son modèle d'ébullition en film autour d'un cylindre en convection naturelle (où $Pr_L \gg 1$ ou $Pr_L \ll 1$). Il tient compte notamment de la surchauffe de la paroi, du sous-refroidissement du liquide et de la nature du fluide (Pr_L). L'expression de J est donnée par :

$$J = F + \frac{1-F}{1 + 1.4 \frac{h_c}{h_r}} \quad (1-26)$$

$$F = (1 - 0.25 \exp(-0.13 Sp)) \exp \left[-0.64 \left[\left(\frac{\rho_v \mu_v}{\rho_l \mu_l} \right)^{1/2} \right]^{-0.60} Pr_L^{-0.45} Sp^{-0.73} (Sc Pr_L)^{1.1} \right] \text{ si } F \geq 0.19 \quad (1-27)$$

$$F = 0.19 \text{ si } F < 0.19$$

- Bromley (1953) suppose qu'au-delà de l'angle de décollement, θ_{div} , le rayonnement est négligeable et propose en convection forcée : $J = \left(1 - \frac{\theta_{div}}{4\pi} \right)$. Pour des vitesses élevées, θ_{div} est proche de $\pi/2$, soit $J = 7/8$.

Liu (1996) obtient des résultats proches lorsqu'il utilise la corrélation de Bromley ou celle de Sakurai, notamment à de faibles sous-refroidissements et pour des surchauffes élevées. Il observe un écart d'au maximum 16 % en convection naturelle et 11 % en convection forcée.

Remarque : Berthoud a identifié une erreur dans l'équation (9) de l'article de Bromley (1950), rappelée par l'équation (1-28). Il la corrige par l'équation (1-29) : pour $h_r \ll h_c$, on retrouve l'équation (1-28).

$$h_t = \frac{h_c}{\left(\frac{h_t}{h_c} \right)^{1/3}} + h_r \quad (1-28)$$

$$h_t = \frac{h_c}{\left(\frac{h_t}{h_c} - \frac{1}{5} \frac{h_r}{h_c} \right)^{1/3}} + h_r \quad (1-29)$$

3.3.2. CORRÉLATION DE FARAHAT (1971)

Farahat propose une corrélation empirique du coefficient de transfert de chaleur d'ébullition en film en **convection naturelle** à partir de ses résultats d'essais en **sodium** :

$$Nu_t = Nu_{Sat} + K \frac{\Delta T_{Sub}}{\Delta T_{Sat}} Nu_{Sub} + 0.88 Nu_r \quad (1-30)$$

où $K = \frac{17.9}{(\Delta T_{Sub})^{0.7}}$ pour les sphères de diamètre 2.54 cm (grand diamètre) et $K = \frac{27.5}{(\Delta T_{Sub})^{0.65}}$ pour les sphères de diamètre 1.27 cm et 1.91 cm (petit diamètre).

Nu_{Sat} est calculé à partir de la corrélation de Hendricks et Baumeister, explicitée en annexe 4 (cf. équation (A 4-5)) et Nu_{Sub} à partir de l'équation (1-22). Nu_r est déterminé classiquement, d'après l'expression (1-25) de h_r .

Farahat compare les résultats de sa corrélation aux données expérimentales de ses essais (Figure 1-14). La corrélation prédit la densité de flux de chaleur avec une erreur raisonnable (écart moyen de $\pm 18\%$ pour l'essai 24 et $\pm 10\%$ pour l'essai 35).

Remarque : dans cette comparaison, Farahat considère la densité de flux obtenue expérimentalement **réduite de 10 %** afin de prendre en compte le dôme de vapeur à l'arrière de la sphère (cf. paragraphe 2.3, Chapitre 2) et le rayonnement.

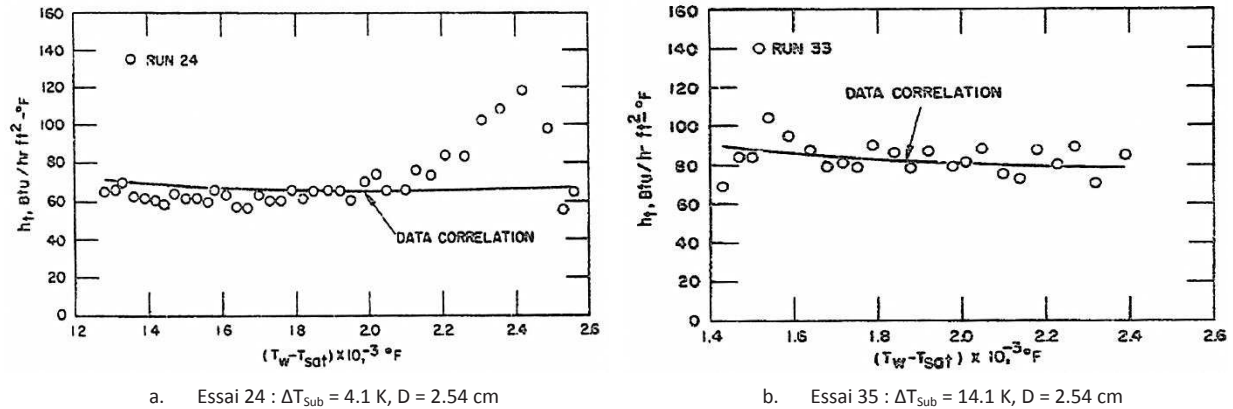


Figure 1-14 - Corrélation d'ébullition en film de Farahat comparée aux données expérimentales (essais 24 et 35)

3.3.3. MODÈLE DE FARAHAT & EL-HALFAWY (1975)

Le modèle d'ébullition en film développé par Farahat et El-Halfawy (1975) est présenté de manière détaillée en annexe 3. De nombreuses erreurs, oublis et contradictions ont été identifiés dans l'article (Farahat, 1975). De plus, des hypothèses majeures semblent avoir été faites au cours de l'établissement des équations et ont été omises dans la présentation du modèle. Parmi elles, on souligne en particulier l'épaisseur du film de vapeur qui semble avoir été considérée uniforme autour de la sphère. Dans la suite, le modèle de Farahat et El-Halfawy est utilisé en corrigeant les erreurs de calcul (mais en conservant l'ensemble des hypothèses effectuées, même si celles-ci ne nous paraissent pas toujours légitimes).

La corrélation de Farahat et El-Halfawy est donnée par l'équation (1-31) :

$$\left(\text{Nu}_t - \frac{\lambda_L}{\lambda_V} \frac{\Delta T_{\text{Sub}}}{\Delta T_{\text{Sat}}} \text{Nu}_{\text{Sub}} \right) (\text{Nu}_t - \text{Nu}_r)^3 = \frac{1}{0.71\beta} \frac{\text{Ar}}{\text{Sp}^*} \quad (1-31)$$

où Ar désigne le nombre d'Archimède et Sp^* la surchauffe adimensionnelle modifiée. Nu_{Sub} et Nu_r sont respectivement calculés à partir des équations (1-22) (avec $C_{\text{CN}} = 0.75$, $a = 2$) et (1-25). β est un paramètre dont la valeur dépend de la condition de glissement utilisée : $\beta = 3$ (resp. $\beta = 12$) si le glissement (resp. la vitesse) est considéré(e) nul(le) à l'interface L-V.

Pour une faible contribution du rayonnement aux transferts thermiques (i.e. $h_r \ll h_t$) et une part de chauffage du liquide faible devant la part de vaporisation (i.e. $\frac{\lambda_L}{\lambda_V} \frac{\Delta T_{\text{Sub}}}{\Delta T_{\text{Sat}}} h_{\text{Sub}} \ll h_t$), une corrélation simplifiée, donnée par l'équation (1-32), peut être utilisée.

$$\text{Nu}_t = \text{Nu}_{\text{Sat}} + 0.25 \frac{\Delta T_{\text{Sub}}}{\Delta T_{\text{Sat}}} \text{Nu}_{\text{Sub}} + 0.75 \text{Nu}_r \quad (1-32)$$

Dans le cas d'un liquide saturé et en négligeant le rayonnement, Farahat et El-Halfawy proposent la corrélation suivante :

$$Nu_t = 0.78 \left(\frac{Ar}{Sp^*} \right)^{1/4} \quad (1-33)$$

La corrélation (1-32) a été appliquée au cas de l'eau et du sodium et donne des résultats similaires. Les auteurs observent qu'un sous-refroidissement important conduit à une plus faible production de vapeur et à un film plus mince que dans le cas saturé. De plus, une surchauffe importante de la paroi, un sous-refroidissement élevé et un petit diamètre de sphère favorisent les transferts de chaleur.

Par ailleurs, Farahat et El-Halfawy comparent les résultats du modèle aux données expérimentales de Farahat (1971) (essai 32 : $D = 2.54$ cm ; $\Delta T_{Sub} \approx 10$ K) (Figure 1-15). Selon les auteurs, l'accord entre modèle et expérience est satisfaisant, notamment dans le cas où $\beta = 3$: l'écart observé varie de 12 % à 15 %. Pour $\beta = 12$, l'écart est plus important (compris entre 24 % et 34 %), en particulier à faible surchauffe.

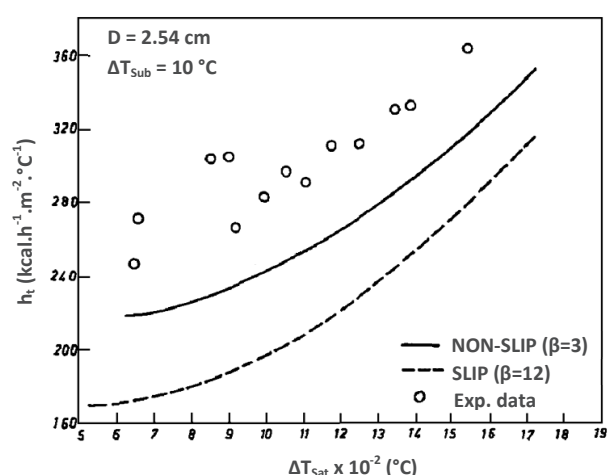


Figure 1-15 - Comparaison des résultats du modèle de Farahat et El-Halfawy (1975) aux points expérimentaux de Farahat (1971)

Figure issue de (Farahat, 1975) (h en $\text{kcal.h}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{°C}^{-1} = 1.163 \text{ W.m}^{-2}.\text{°C}^{-1}$).

Toutefois, les données expérimentales auxquelles se comparent Farahat et El-Halfawy (Figure 1-15) ne semblent pas correspondre aux valeurs de h données dans (Farahat, 1971) et reproduites sur la Figure 1-16 (Essai 32). Vraisemblablement, les auteurs utilisent un coefficient de transfert thermique plus faible, réduit de bien plus de 10 %¹ (mais de l'ordre de 65 à 70 %). Sur la Figure 1-16, l'écart entre les résultats du modèle et les données expérimentales de Farahat est plus important que celui trouvé par Farahat et El-Halfawy : il est de l'ordre de 35 % à 60 % dans le cas où $\beta = 3$, et de 50 % à plus de 70 % dans le cas où $\beta = 12$.

¹ Farahat (1971) considère la valeur de h réduite de 10 % afin de prendre en compte les transferts de chaleur à l'arrière de la sphère ainsi que le rayonnement.

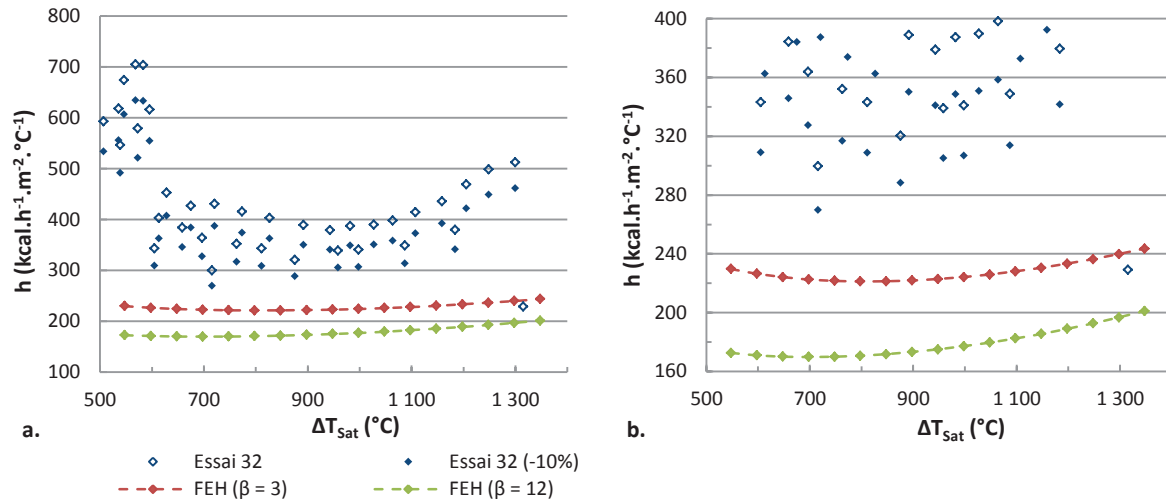


Figure 1-16 - Comparaison des résultats du modèle de Farahat et El-Halfawy (1975) aux points expérimentaux de Farahat (1971)

Les données expérimentales de l'essai 32 (les valeurs de h expérimentales et réduites de 10 % sont représentées) sont issues de (Farahat, 1971). Le calcul de h (FEH) (en $\text{kcal.h}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{°C}^{-1} = 1.163 \text{ W.m}^{-2}.\text{°C}^{-1}$) pour $\beta = 3$ et $\beta = 12$ est effectué à partir de l'équation (A 3-33) de l'annexe 3. La figure b est un zoom de la figure a, afin de mieux se comparer à la Figure 1-15.

Le modèle de Farahat et El-Halfawy présente donc de nombreuses incertitudes, tant dans l'établissement des équations et dans le choix des hypothèses que dans l'application qui en faite. Il constitue néanmoins un élément de comparaison, étant le seul modèle théorique proposé pour l'ébullition en film du sodium en convection naturelle.

3.3.4. CORRÉLATIONS DU CODE SIMMER

Les corrélations d'ébullition en film utilisées dans le code SIMMER et décrites ci-après sont issues des sources du code¹ ainsi que d'un document de synthèse portant sur la version S3V2D du code (Brear, 1998). Elles permettent de décrire le flux de chaleur cédé par une sphère chaude (à l'état liquide ou solide) de combustible ou d'acier au réfrigérant (sodium ou eau) en ébullition en film. La conduction et le rayonnement à travers le film de vapeur sont considérés.

Certaines hypothèses sont effectuées lors du traitement de l'ébullition en film.

- L'ébullition en film a lieu si la température de surface du corps chaud (goutte ou particule) est supérieure à T_{MFB} . La température de surface correspond soit à la température du corps chaud, soit à la température d'interface², T_{int} (selon le choix de l'utilisateur¹).

¹ Sous-programme *htcfb.f* des sources du code SIMMER (version S3V3D).

² On rappelle que la température d'interface entre le matériau chaud (indice S) et le liquide (indice L) (sans solidification, ni influence du rayonnement) est définie par $T_{\text{int}} = (\epsilon_S T_S + \epsilon_L T_L) / (\epsilon_S + \epsilon_L)$, où ϵ désigne l'effusivité thermique du matériau (cf. paragraphe 3.2.3).

- Les propriétés de la vapeur sont calculées à la température moyenne $T_v = (T_s + T_{sat})/2$ et à la pression environnante, où T_s désigne la température de surface et T_{sat} la température de saturation du sodium.
- Les propriétés du liquide correspondent aux propriétés du liquide environnant.

Deux corrélations d'ébullition en film, en convection naturelle et en convection forcée, sont proposées.

3.3.4.1. CAS DE LA CONVECTION NATURELLE

Breier (1998) reprend les travaux réalisés par Farahat et El-Halfawy (1975) (cf. paragraphe 3.3.3) pour modéliser les transferts thermiques en ébullition en film autour d'une sphère en convection naturelle². À partir de l'équation (1-31), il obtient une expression simplifiée (équation (1-34)) du nombre de Nusselt en développant les différents termes en séries et en ne conservant que les termes du 1^{er} ordre. L'expression obtenue est valable uniquement si :

- $\frac{\lambda_L}{\lambda_V} \frac{\Delta T_{Sub}}{\Delta T_{Sat}} h_{Sub,CN} \ll h_{t,CN}$: **la part de chauffage du liquide est faible** devant la part de vaporisation,
- $h_r \ll h_{t,CN}$: la contribution du rayonnement au transfert de chaleur est faible.

$$Nu_{t,CN} = Nu_{Sat,CN} + \frac{\lambda_L}{\lambda_V} \frac{\Delta T_{Sub}}{\Delta T_{Sat}} Nu_{Sub,CN} + 0.75 Nu_r \quad (1-34)$$

avec :

$$Nu_{Sat,CN} = 0.83 \left(C_{FS}^3 \frac{Ar}{Sp^*} \right)^{1/4} \quad (1-35)$$

$$Nu_{Sub,CN} = 0.25 C_{FS} \left(2 + 0.62 (Gr Pr_L^{1.91})^{1/4} \right) \quad (1-36)$$

$$Nu_r = C_{FS} \frac{D}{\lambda_V} \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_S} + \frac{1}{\epsilon_L} - 1} \frac{\sigma_{SB} (T_s^4 - T_{sat}^4)}{\Delta T_{Sat}} \quad (1-37)$$

Ar désigne le nombre d'Archimède et Sp^* la surchauffe adimensionnelle modifiée.

On note que la contribution du rayonnement est prise en compte selon les recommandations de Bromley (1950).

Dans ces corrélations, le paramètre de glissement β (équation (1-31)) est pris constant, égal à 3. Ce choix est motivé par les résultats de la comparaison entre le modèle et l'expérience, pour l'eau et le sodium, plus satisfaisants lorsque $\beta = 3$. Un choix identique est fait en convection forcée. D'après les explications fournies en annexe 3, ce choix ne semble toutefois pas justifié du point de vue de la physique.

¹ Ce choix n'est pas anodin selon la nature du matériau chaud. En effet, à 2500 K : $\epsilon_{UO_2} = 3170 \text{ J.K}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1/2}$ et $\epsilon_{Ta} = 14339 \text{ J.K}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1/2}$; à 1151.27 K : $\epsilon_{Na} = 6932 \text{ J.K}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1/2}$. Pour $T_s = 2500 \text{ K}$ et $\Delta T_{Sub} = 1 \text{ K}$, on obtient $T_{int} = 1576 \text{ K}$ pour le système UO_2 -Na et 2053.3 K pour le système Ta-Na.

² En convection naturelle ou lorsque la différence de vitesse entre la goutte ou particule et la phase continue liquide est faible, les deux composants appartiennent au même champ de vitesse dans le code SIMMER.

Brearr introduit la constante C_{FS} pour distinguer (de manière optionnelle dans le code¹) le cas des sphères de très petit diamètre ($C_{FS} = 0.5$) des sphères de plus grand diamètre ($C_{FS} = 1$), qui présentent une configuration du film de vapeur différente (cf. paragraphe 3.1). L'introduction de C_{FS} permet de réduire les transferts thermiques pour les sphères de petite taille, pour lesquelles une colonne de vapeur isole l'hémisphère supérieur de la sphère².

L'équation (1-36) s'apparente à la corrélation classique des transferts thermiques en convection naturelle autour d'une sphère rigide (cf. équation (1-22)), sinon que la puissance 2 du nombre de Prandtl pour un métal liquide est prise égale à 1.91 dans la corrélation de SIMMER, choix qui n'est pas justifié.

Validation (cas $C_{FS} = 1$)

La corrélation de SIMMER est comparée à celle de Dhir et Purohit (1978), obtenue à partir d'expériences d'ébullition en film de l'eau sous-refroidie (jusqu'à 30 K) autour d'une sphère métallique ($19 \text{ mm} \leq D \leq 25.4 \text{ mm}$) à pression atmosphérique. En convection naturelle, Dhir et Purohit proposent la corrélation suivante :

$$Nu_{t,CN}^{DP} = Nu_{Sat,CN}^{DP} + \frac{\mu_L}{\mu_V} \frac{Sc}{Sp} Nu_{Sub,CN}^{DP} + C_r Nu_r^{DP} \quad (1-38)$$

avec :

$$Nu_{Sat,CN}^{DP} = 0.8 \left(\frac{Ar}{Sp} \right)^{1/4} \quad (1-39)$$

$$Nu_{Sub,CN}^{DP} = 0.9 (GrPr_L)^{1/4} \quad (1-40)$$

$$Nu_r^{DP} = \frac{D}{\lambda_V} \frac{\sigma_{SB} (T_S^4 - T_{Sat}^4)}{\Delta T_{Sat}}, C_r \approx 1 \quad (1-41)$$

La construction des deux corrélations est similaire, avec des expressions semblables de $Nu_{Sat,CN}$ et Nu_r données respectivement par (1-35) et (1-39) et par (1-37) et (1-41). Elles diffèrent de par leurs constantes multiplicatives et l'utilisation d'une chaleur latente effective dans SIMMER. Une différence majeure est observée pour l'expression $Nu_{Sub,CN}$: la constante multiplicative est près de 6 fois supérieure dans l'expression de Dhir et Purohit et la puissance du nombre de Prandtl est 2 fois plus faible, ce qui s'explique par la nature du fluide considéré (métal liquide ou fluide classique).

Remarques :

- Dans les équations (1-34) et (1-38), les coefficients multiplicatifs du $Nu_{Sub,CN}$ sont équivalents $\left(\frac{\lambda_L}{\lambda_V} \frac{\Delta T_{Sub}}{\Delta T_{Sat}} = \frac{\mu_L}{\mu_V} \frac{Sc}{Sp} \right)$.
- Les transferts thermiques par conduction sont négligés dans la corrélation de Dhir et Purohit mais pris en compte dans SIMMER, via le terme additif 2 de l'expression (1-36).

¹ Par défaut, l'option est désactivée et C_{FS} est alors égale à 1 quel que soit le diamètre de la sphère.

² Selon ces considérations, le modèle de Farahat et El-Halfawy (1975) décrit les transferts thermiques en ébullition en film autour de sphères de grand diamètre. Pour le cas des sphères de petit diamètre, la diminution (d'un facteur 2) de la surface d'échange considérée entraîne une diminution du transfert de chaleur.

Brear utilise les mesures effectuées en sodium (Farahat, 1971) et en eau (Dhir, 1978) pour juger des flux de chaleur obtenus à partir de la corrélation (équation (1-34)). De manière générale, **les flux de chaleur expérimentaux sont sous-estimés, d'autant plus que le sous-refroidissement augmente** (Figure 1-17, Figure 1-18). L'auteur attribue la sous-estimation des transferts de chaleur pour le sodium (Figure 1-17) à une mauvaise évaluation des transferts thermiques radiatifs, liée à une incertitude sur la valeur des émissivités. Par ailleurs, on observe une diminution du nombre de Nusselt, $Nu_{t,CN}$, lorsque le sous-refroidissement de l'eau augmente (Figure 1-18), ce qui est incohérent, à la fois avec la théorie (cf. paragraphe 3.4.2) et l'expérience.

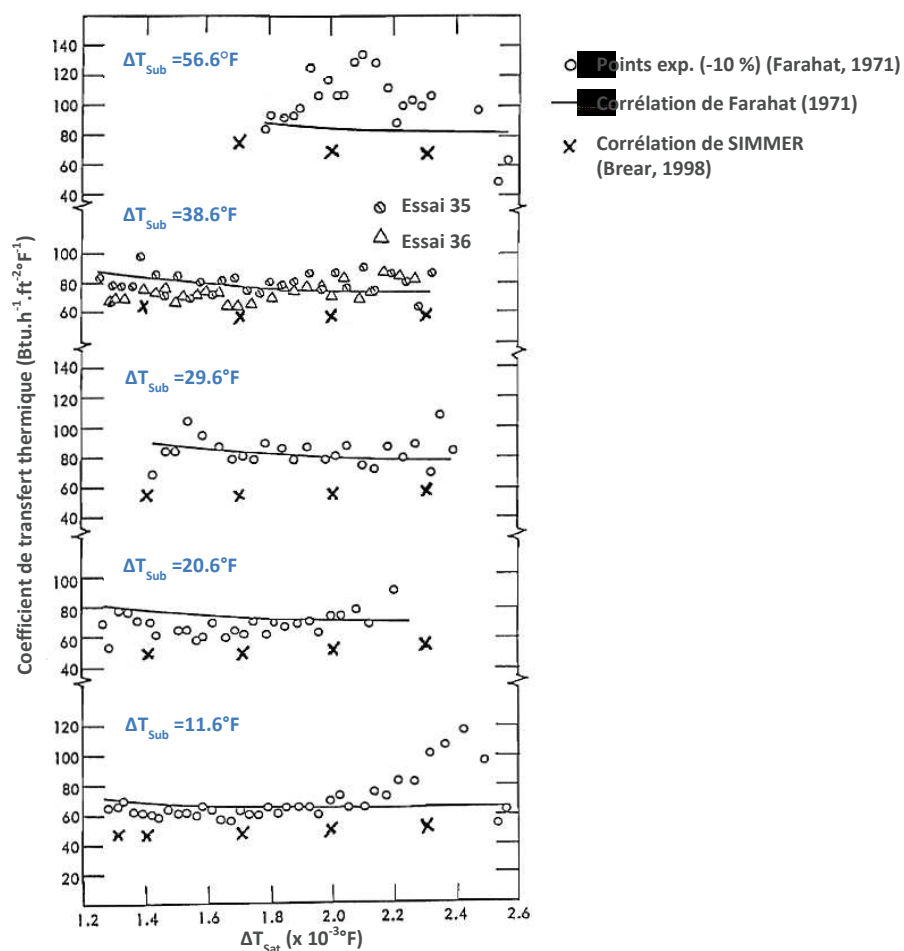


Figure 1-17 - Corrélation d'ébullition en film en convection naturelle de SIMMER (équation (1-34)) comparée aux données expérimentales et à la corrélation empirique de Farahat (équation (1-30)) pour le sodium (Brear, 1998)

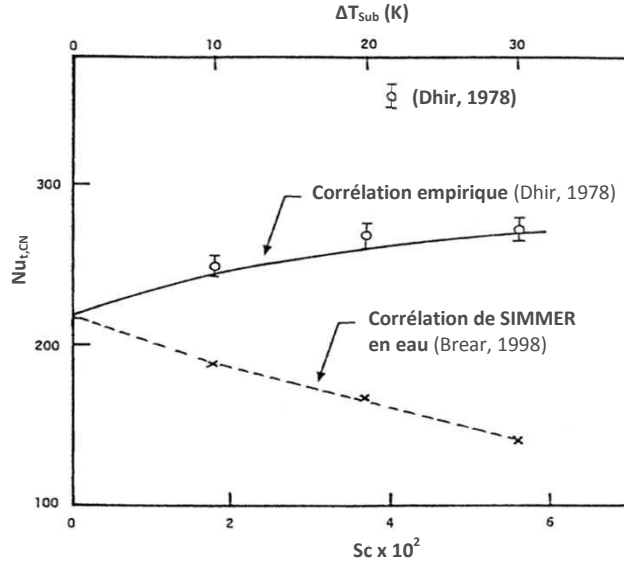


Figure 1-18 - Corrélation d'ébullition en film en convection naturelle de SIMMER (équation (1-34)) comparée aux données expérimentales et à la corrélation empirique de Dhir (équation (1-38)) pour l'eau (Brear, 1998)

Sphère en acier inoxydable, D = 2.54 cm.

3.3.4.2. CAS DE LA CONVECTION FORCÉE

Le modèle développé par Brear (1998) pour la convection forcée s'inspire également des travaux de Farahat et El-Halfawy (présentés en annexe 3). Dans ce cas, le terme de flottabilité est négligé et le gradient de pression dans le film de vapeur, donné par l'équation (1-42), est imposé par l'écoulement potentiel liquide autour de la sphère.

$$\frac{dP}{d\theta} = -\frac{9}{4} \rho_L u_\infty^2 \sin\theta \cos\theta \quad (1-42)$$

Par une démarche analogue à celle effectuée pour la convection naturelle¹, Brear aboutit à une formulation des transferts thermiques donnée par :

$$\left(Nu_{t,CF} - \frac{1}{2} \frac{\lambda_L}{\lambda_V} Nu_{Sub,CF} \frac{\Delta T_{Sub}}{\Delta T_{Sat}} \right) \left(Nu_{t,CF} - \frac{1}{2} Nu_r \right)^3 = \frac{0.886}{\beta} Re_L^2 \left(\left(\frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^2 \frac{\rho_V}{\rho_L} \frac{1}{Sp^*} \right) \quad (1-43)$$

Puis, en simplifiant, il obtient :

$$Nu_{t,CF} = Nu_{Sat,CF} + Nu_{Sub,CF} + 0.75 Nu_r \quad (1-44)$$

Avec :

¹ On précise que seuls les transferts thermiques sur l'hémisphère inférieur de la sphère (de $\theta = 0$ et $\theta = \pi/2$) sont considérés dans le cas de la convection forcée. Les transferts thermiques dans le sillage sont considérés nuls (analogue à (Epstein, 1980)).

$$Nu_{Sat,CF} = 0.74 Re_L^{1/2} \left(\left(\frac{\mu_L}{\mu_v} \right)^2 \frac{\rho_v}{\rho_L} \frac{1}{Sp^*} \right)^{1/4} \quad (1-45)$$

$$Nu_{Sub,CF} = 0.25 C_{FS} \left(2 + 0.68 Re_L^{1/2} Pr_L^{0.45} \right) \frac{\lambda_L}{\lambda_v} \frac{\Delta T_{Sub}}{\Delta T_{Sat}} \quad (1-46)$$

$$Nu_r = C_{FS} \frac{D}{\lambda_v} \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_S} + \frac{1}{\epsilon_L} - 1} \frac{\sigma_{SB} (T_S^4 - T_{Sat}^4)}{\Delta T_{Sat}} \quad (1-47)$$

C_{FS} est défini de manière analogue au cas de la convection naturelle et Re_L désigne le nombre de Reynolds de l'écoulement liquide : $Re_L = \frac{(u_\infty - u_{Sphère})D}{\nu_L}$.

De manière identique au cas de la convection naturelle, les transferts thermiques convectifs ($Nu_{Sub,CF}$, équation (1-49)) sont décrits par la corrélation classique des transferts thermiques en convection forcée sur une sphère rigide (équation (1-24)). La puissance 0.5 du nombre de Prandtl est prise égale à 0.45 dans la corrélation de SIMMER, sans que ceci soit justifié.

Validation (cas $C_{FS} = 1$)

Breier utilise, à titre de comparaison, la corrélation d'Epstein et Hauser (1980) valable pour l'ébullition en film d'un fluide, saturé ou sous-refroidi, en convection forcée (en négligeant la part de rayonnement et quel que soit le fluide classique considéré)¹ :

$$Nu_t^{EH} = \left(Nu_{Sat}^{EH^4} + Nu_{Sub}^{EH^4} \right)^{1/4} \quad (1-48)$$

Avec :

$$Nu_{Sat}^{EH} = 0.553 Re_L^{1/2} \left(\left(\frac{\mu_L}{\mu_v} \right)^2 \frac{\rho_v}{\rho_L} \frac{1}{Sp} \right)^{1/4} \quad (1-49)$$

$$Nu_{Sub}^{EH} = 0.977 Re_L^{1/2} Pr_L^{1/2} \frac{\mu_L}{\mu_v} \frac{Sc}{Sp} \quad (1-50)$$

Si l'on compare la corrélation du code SIMMER à celle proposée par Epstein et Hauser, on remarque que l'expression de $Nu_{Sat,CF}$ est similaire dans les deux corrélations, sinon que la constante multiplicative diffère d'un facteur 1.3. Comme dans le cas de la convection naturelle, on observe une différence dans l'expression de $Nu_{Sub,CF}$ au niveau de la constante multiplicative (près d'un facteur 6 entre 0.977 et 0.17 (provenant du produit 0.25×0.68 dans l'équation (1-46)) et de la puissance du nombre de Prandtl.

Précisons que la corrélation d'Epstein et Hauser (1980) présente certaines faiblesses : appliquée aux essais TREPAM (Berthoud, 2009-a), elle surestime considérablement les flux de chaleur expérimentaux (on obtient une erreur allant jusqu'à 240 %). Epstein et Hauser ont multiplié les résultats obtenus à partir du modèle théorique par un facteur 2 afin de prédire correctement les résultats expérimentaux de Motte et Bromley. De Mal-

¹ L'expression du Nusselt indiquée dans ce paragraphe découle du modèle développé par Epstein et Hauser (1980), qui diffère de celle obtenue après corrélation des données expérimentales de Motte et Bromley en eau.

mazet (2009) explique cet écart par l'existence de deux sous-régimes d'ébullition en film : les essais TREPAM appartiendraient au sous-régime d'ébullition en film stable, tandis que ceux de Motte et Bromley se situeraient dans le sous-régime instable.

Aucune expérience n'existe pour l'étude de l'ébullition en film d'un fluide métallique en convection forcée. La validation du modèle de SIMMER a donc été effectuée à partir des données expérimentales de Dhir et Purohit pour de l'eau sous-refroidie. Ces derniers proposent de corréler leurs données expérimentales de la manière suivante :

$$Nu_{t,CF}^{DP} = Nu_{Sub,CF}^{DP} + 0.8 Re_L^{1/2} \left(1 + \frac{\mu_L}{\mu_v} \frac{Sc}{Sp} \right) \quad (1-51)$$

où $Nu_{Sub,CF}^{DP}$ représente le nombre de Nusselt de Dhir et Purohit dans le cas de la convection naturelle.

Les flux de chaleur évalués avec la corrélation de SIMMER surestiment les flux expérimentaux dans le cas saturé. Dans le cas sous-refroidi, aucune comparaison n'a été effectuée, sinon avec l'expression (1-51), qui montre une prise en compte du sous-refroidissement réduite d'un facteur 8 (pour $Pr_L \approx 1$) dans la corrélation de SIMMER.

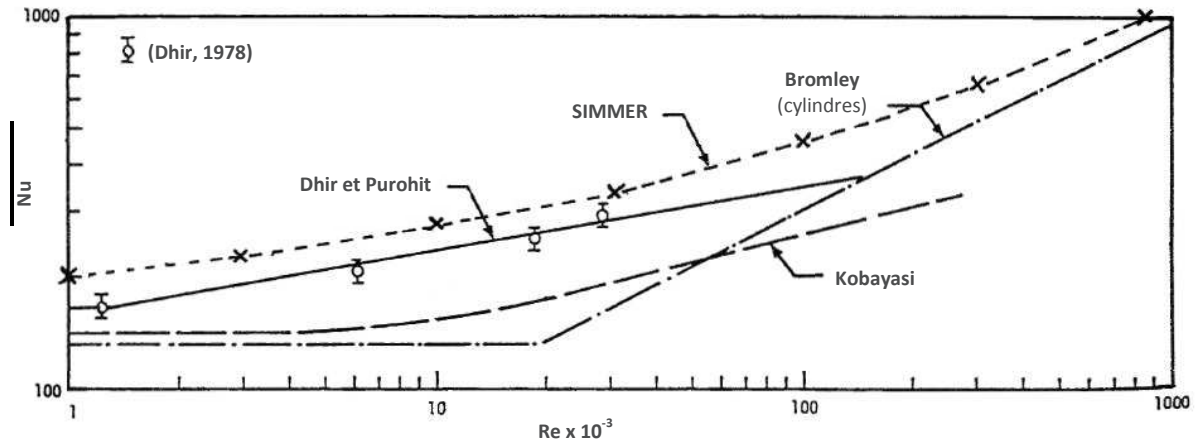


Figure 1-19 - Corrélation d'ébullition en film en convection forcée de SIMMER comparée aux données en eau saturée de Dhir et Purohit (1978) et à d'autres corrélations (Brear, 1998)

3.3.4.3. CORRÉLATION GÉNÉRALE

Afin d'avoir une formulation globale des transferts thermiques facilitant leur traitement numérique, les deux expressions de Nu_t (en convection naturelle et forcée) sont sommées :

$$\left(Nu_t - \frac{1}{2} \frac{\lambda_L}{\lambda_v} Nu_{Sub} \frac{\Delta T_{Sub}}{\Delta T_{Sat}} \right) \left(Nu_t - \frac{1}{2} Nu_r \right)^3 = F \left(\frac{Ar}{Sp^*}, Re_L \right) \quad (1-52)$$

avec

$$F \left(\frac{Ar}{Sp^*}, Re_L \right) = (Nu_{Sat,CN} + Nu_{Sat,CF}) = 0.83 \left(C_{FS}^3 \frac{Ar}{Sp^*} \right)^{1/4} + 0.74 Re_L^{1/2} \left(\left(\frac{\mu_L}{\mu_v} \right)^2 \frac{\rho_v}{\rho_L} \frac{1}{Sp^*} \right)^{1/4} \quad (1-53)$$

En développant et simplifiant l'équation (1-52), on obtient à l'expression de Nu_t suivante :

$$Nu_t = \left\{ F \left(\frac{Ar}{Sp^*}, Re_L \right) \right\}^{1/4} + \max(Nu_{Sub,CN} + Nu_{Sub,CF}) + 0.75Nu_r \quad (1-54)$$

Le code calcule ainsi la densité de flux de chaleur cédée par la sphère, q_{sv} , ainsi que celle transférée de l'interface L-V au liquide, q_{il} :

$$q_{sv} = \frac{\lambda_v}{D} \Delta T_v Nu_t \quad (1-55)$$

$$q_{il} = \frac{\lambda_L}{D} \Delta T_L Nu_L \quad (1-56)$$

$$\text{Où } Nu_L = \max \left\{ \begin{array}{l} C_{FS} \left(2 + 0.62 (Gr Pr_L^{1.91})^{1/4} \right) \\ C_{FS} \left(2 + 0.68 Re_L^{1/2} Pr_L^{0.45} \right) \frac{\lambda_L}{\lambda_v} \frac{\Delta T_{Sub}}{\Delta T_{Sat}} \end{array} \right\}$$

Comme mentionné précédemment, les transferts convectifs en convection naturelle ($Nu_{Sub,CN}$, équation (1-36)) ou forcée ($Nu_{Sub,CF}$, équation (1-49)) sont décrits par une corrélation classique de convection sur une sphère rigide. Cela revient à négliger la vitesse interfaciale ($u_{LV} = 0$), et donc à **sous-estimer le flux de chaleur transmis au liquide** (Berthoud, 2009-b)¹.

Par ailleurs, ce modèle d'ébullition en film suggère qu'une partie de la chaleur cédée par le corps chaud (q_{sv}) est utilisée pour produire de la vapeur, l'autre partie servant à chauffer le liquide sous-refroidi (q_{il}). Cependant, aucun flux de vaporisation n'est évalué, par souci de simplification du calcul (Brear, 1998). Pour le cas d'un liquide sous-refroidi, cela revient à considérer que la vapeur produite se condense instantanément, approche qui n'est plus valable dans le cas saturé. On peut donc en conclure que l'état actuel du code SIMMER ne permet pas de calculer une explosion de vapeur.

3.4. INFLUENCE DE DIFFÉRENTS PARAMÈTRES SUR T_{MFB} ET H_{FB}

Les études menées sur l'ébullition en film mettent en évidence l'influence de plusieurs paramètres à la fois sur la température minimum d'ébullition en film² (T_{MFB}) et sur les transferts thermiques en régime d'ébullition en film (h_{FB}). Parmi les paramètres importants, on identifie :

- la surchauffe de la paroi,
- le degré de sous-refroidissement du liquide,
- la géométrie du système (dimensions, forme),
- la vitesse de l'écoulement environnant,
- la pression du système,

¹ En comparant les résultats de ses essais d'ébullition en film de l'eau autour d'un cylindre (essais TREPAM) à la corrélation classique de convection sur un cylindre de Zukauskas, Berthoud montre que q_{il} est sous-estimée jusqu'à 382 %. Il indique que cette sous-estimation est d'autant plus importante que la température du corps chaud est élevée et que le sous-refroidissement, la vitesse de l'écoulement et la pression sont faibles.

² Dans ce paragraphe, on parle de la température T_{MFB} classique trouvée dans la littérature, caractérisant la limite entre le régime d'ébullition de transition et le régime d'ébullition en film.

- la nature et l'état de la surface chauffante (mouillabilité, oxydation, rugosité, impuretés, ...).

D'éventuels contacts transitoires entre le liquide et la paroi contribuent également à faire varier T_{MFB} et les transferts thermiques. L'occurrence et les conséquences de ces contacts dépendent eux-mêmes des paramètres énoncés ci-dessus ainsi que d'éventuelles perturbations extérieures.

À partir des différents résultats présents dans la littérature, nous tentons d'illustrer et de quantifier, dans les paragraphes qui suivent, l'influence de ces principaux paramètres sur l'ébullition en film, dont certains ont été mis en évidence dans l'expérience de Farahat pour le sodium (cf. Chapitre 2, paragraphe 2). Nous nous appuyons en particulier sur les résultats du programme expérimental TREPAM (présenté dans (Boulin, 2007) et (Berthoud, 2009-a)). Cette expérience consiste à étudier les transferts thermiques en ébullition en film de l'eau ($0\text{ K} \leq \Delta T_{Sub} \leq 350\text{ K}$) autour d'un filament de tungstène ($10\text{ }\mu\text{m} \leq D \leq 250\text{ }\mu\text{m}$) en convection forcée ($0.2\text{ m.s}^{-1} \leq D \leq 46\text{ m.s}^{-1}$). Ces essais présentent l'avantage de couvrir une large gamme de températures du corps chaud ($1350\text{ K} \leq T_s \leq 2900\text{ K}$) et de pressions ($1\text{ bar} \leq P \leq 210\text{ bar}$).

3.4.1. LA SURCHAUFFE DE LA PAROI

Dans les essais TREPAM, une augmentation de la température de paroi améliore les transferts de chaleur, d'autant plus que le sous-refroidissement du liquide est faible.

Les corrélations décrites dans l'annexe 4 indiquent une dépendance du coefficient de transfert thermique en $\Delta T_{Sat}^{-1/4}$ (soit $q_{FB} \propto \Delta T_{Sat}^{3/4}$), tout autre paramètre étant par ailleurs constant. Or, lorsque la température de la paroi augmente, la température moyenne du film de vapeur augmente, ce qui conduit à une variation des propriétés de la vapeur. Dwyer (1976) montre alors, à partir des corrélations simplifiées de Breen et Westwater, une dépendance bien plus marquée de h_{FB} avec ΔT_{Sat} (en $\Delta T_{Sat}^{-1/3}$).

3.4.2. LE SOUS-REFROIDISSEMENT DU LIQUIDE

Lorsque le degré de sous-refroidissement augmente, une part plus importante du flux de chaleur cédée par la paroi sert à chauffer le liquide tandis que la part de vaporisation diminue, ce qui conduit à un film de vapeur plus fin.

Par conséquent, la courbe d'ébullition est décalée vers des densités de flux de chaleur plus élevées et des surchauffes plus importantes, comme illustré sur la Figure 1-20 (Dwyer, 1976) et observé dans les essais TREPAM. L'augmentation du transfert thermique en ébullition en film avec ΔT_{Sub} est moins marquée à des surchauffes et des densités de flux élevées, la part de chaleur transférée au liquide sous-refroidi devenant plus faible par rapport à l'énergie convectée par la vapeur (Carey, 1992).

Par ailleurs, T_{MFB} augmente avec le degré de sous-refroidissement (ce qui est illustré dans les corrélations exposées au paragraphe 3.2.).

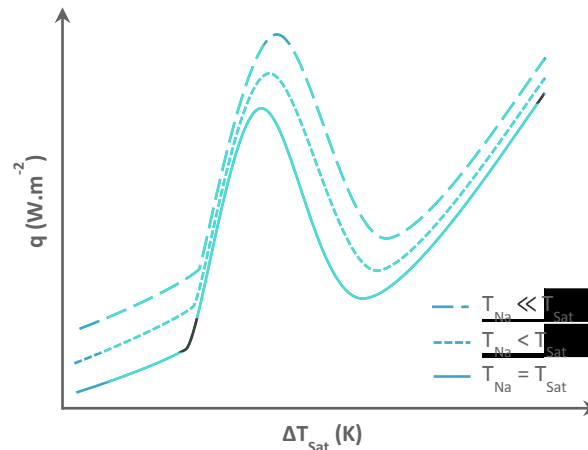


Figure 1-20 - Influence du degré de sous-refroidissement sur la courbe d'ébullition (Dwyer, 1976)

3.4.3. LE DIAMÈTRE DE LA SPHÈRE

▪ Influence de D sur T_{MFB}

T_{MFB} diminue lorsque le diamètre de la sphère augmente, jusqu'à atteindre une valeur minimale (petits diamètres). Puis, T_{MFB} augmente brutalement pour rester à une valeur constante (grands diamètres) (Figure 1-21, (Gunnerson, 1979)). Cette brusque augmentation correspond au passage d'une configuration mono-dôme du film de vapeur à une configuration multi-dômes. D'après Gunnerson, ce sont les contacts L-S qui provoqueraient l'augmentation de T_{MFB} : ces contacts ne peuvent survenir que pour des sphères de grand diamètre, pour lesquelles des instabilités à l'interface L-V peuvent exister.

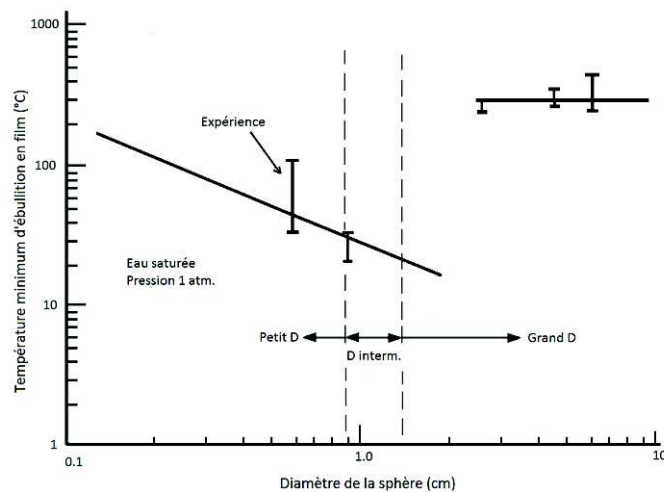


Figure 1-21 - Influence de la taille de la sphère sur T_{MFB} pour de l'eau saturée (Gunnerson, 1979)

▪ Influence de D sur h_{FB}

L'effet du diamètre, ou plus exactement du rapport entre le diamètre et la longueur capillaire, D/l_c , sur le coefficient de transfert thermique en ébullition en film est observé expérimentalement et pris en compte dans différentes corrélations.

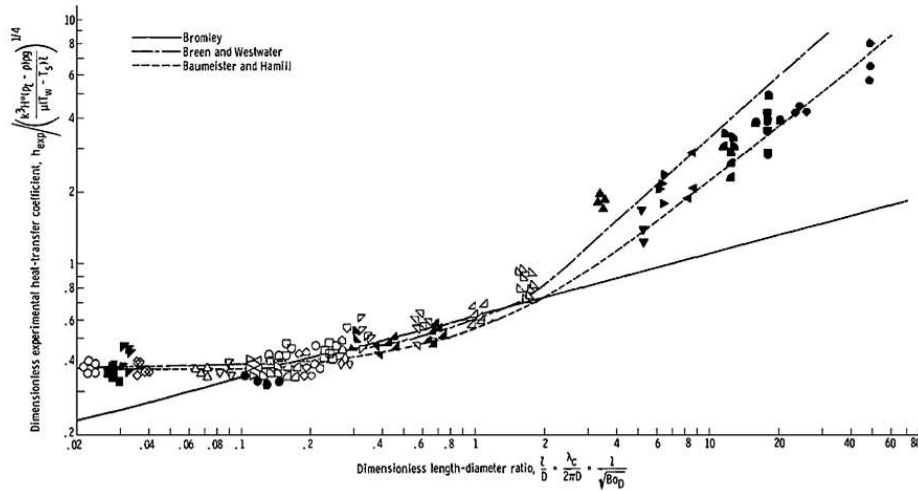


Figure 1-22 - Variation du coefficient de transfert thermique en ébullition en film autour d'un cylindre en fonction du rapport D/l_c (Hendricks, 1969)

Les points expérimentaux sont ceux rassemblés par Breen et Westwater (1962) pour différents fluides (eau, hélium, oxygène, pentane, azote, éthanol, benzène, Fréon-113, isopropanol, tétrachlorométhane), à une température comprise entre 301 K et 1703 K. Le diamètre du cylindre varie de 5.3 μm à 4.6 cm et la longueur d'onde critique de 0.173 cm à 1.67 cm.

Sur la Figure 1-22 sont tracées les corrélations de Bromley (1950), Breen et Westwater (1962), Hamill et Baumeister (1967) (cf. Tableau 1-3 et annexe 4), ainsi que les données expérimentales utilisées par Breen et Westwater. Les tendances observées sont identiques à celles données par Gunnerson pour T_{MFB} . Lorsque le rapport l_c/D diminue, le coefficient de transfert de chaleur, h_{FB} , décroît rapidement jusqu'à atteindre un minimum. Puis, à partir d'une certaine valeur de l_c/D ($l_c/D \approx 2$), h_{FB} diminue plus faiblement pour tendre vers une valeur constante (à partir de $l_c/D \approx 0.1$).

Dans les essais TREPAM, où le filament peut être considéré comme un cylindre de petite taille, h_{FB} diminue lorsque le diamètre du filament augmente.

Corrélation	Géométrie	h_{FB} fonction de D
Berenson (1961)	Plaque plane	h_{FB} indépendant de D
Bromley (1950)	Cylindre	$h_{FB} \propto D^{-1/4}$
Banchero (1955)	Cylindre	$h_{FB} \propto a \left(\frac{1}{D} + c \right)$
Breen et Westwater (1962)	Cylindre	h_{FB} indépendant de D (grand D)
		$h_{FB} \propto D^{-1/4}$ (D intermédiaire)
		$h_{FB} \propto \left(\frac{l_c}{D} \right)^{0.83}$ (petit D)
Hamill et Baumeister (1967)	Cylindre	h_{FB} indépendant de D (grand D)

		$h_{FB} \propto \left(\frac{l_c}{D}\right)^{3/4}$ (petit D)
Frederking et Clark (1963)	Sphère	h_{FB} indépendant de D (grand D)
		h_{FB} indépendant de D (grand D)
Hendricks et Baumeister (1969)	Sphère	$h_{FB} \propto \left(\frac{l_c}{D}\right)^{1/4}$ (petit D)

Tableau 1-3 - Dépendance du coefficient de transfert thermique en fonction du diamètre (ou du rapport l_c/D) d'après les corrélations d'ébullition en film pour différentes géométries

On peut résumer l'effet du diamètre sur le coefficient de transfert thermique en ébullition en film autour d'une sphère par la Figure 1-23.

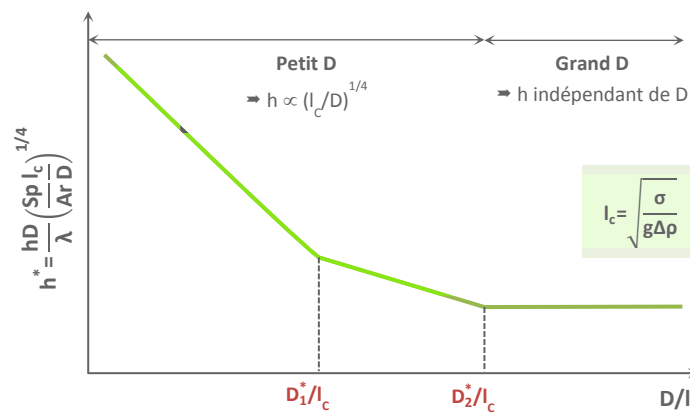


Figure 1-23 - Variation du coefficient de transfert thermique en ébullition en film autour d'une sphère en fonction du rapport D/l_c

h^* représente le coefficient de transfert thermique adimensionnel, D le diamètre de la sphère et l_c la longueur capillaire.

3.4.4. LA VITESSE DE L'ÉCOULEMENT ENVIRONNANT

Dans les essais TREPAM, une augmentation de la vitesse de l'écoulement du liquide entraîne une augmentation des transferts thermiques pour une surchauffe donnée, tout autre paramètre étant par ailleurs identique (Figure 1-24). Ceci s'explique par un transfert de chaleur accru de l'interface L-V au liquide, donc une épaisseur du film de vapeur plus faible. D'après les observations de Liu (1996) pour l'eau, ceci n'est vrai qu'à partir d'une certaine valeur du nombre de Froude¹ : tant que $Fr^{1/2} < 1.5$, la vitesse de l'écoulement n'influe pas sur h_{FB} .

Par ailleurs, T_{MFB} augmente également avec la vitesse de l'écoulement (Meduri, 2009).

¹ Le nombre de Froude, rapport entre la force d'inertie et la force de gravité, est défini pour une sphère de diamètre D dans un écoulement à la vitesse u_∞ par : $Fr = u_\infty^2 / (gD)$.

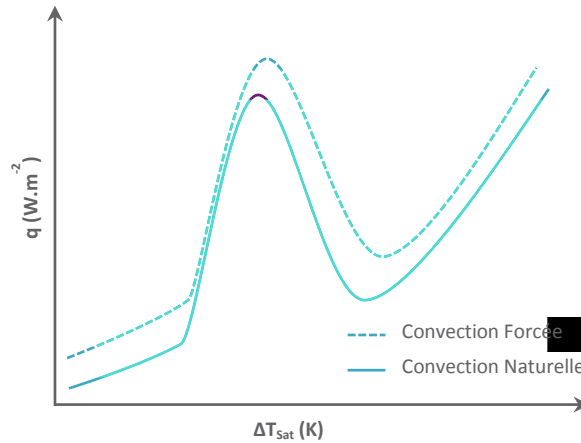


Figure 1-24 - Influence de la convection forcée sur la courbe d'ébullition (Carey, 1992)

3.4.5. LA PRESSION DU SYSTÈME

L'influence de la pression sur les transferts thermiques a été étudiée pour l'ébullition en film de différents fluides classiques autour de cylindres. Les variations de T_{MFB} et h_{FB} observées dépendent de la gamme de pression considérée (on raisonnera selon le rapport $P^* = P/P_{Crt}$, P_{Crt} étant la pression critique du fluide) et de la taille du système.

▪ Influence de la pression sur T_{MFB}

À faible pression ($9.10^{-4} \leq P^* \leq 9.10^{-2}$), T_{MFB} augmente progressivement avec P^* pour tendre asymptotiquement vers la température de nucléation homogène (Figure 1-25, (Sakurai, 1990-b)). À pression élevée, proche du point critique ($0.89 \leq P^* \leq 0.99$), T_{MFB} diminue de manière significative quand la pression augmente (Gorenflo, 2010). Enfin, dans la gamme de pression intermédiaire ($0.10 \leq P^* \leq 0.89$), aucune donnée ne nous permet de conclure quant à l'influence de la pression sur T_{MFB} . Néanmoins, on peut s'attendre à une faible dépendance de T_{MFB} dans cet intervalle de pression.

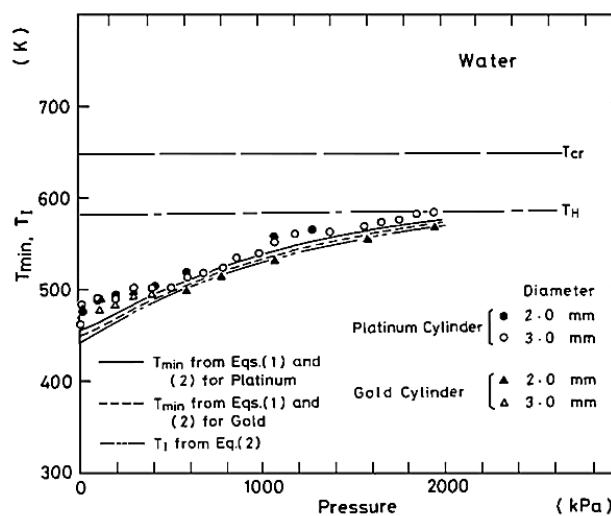


Figure 1-25 - Influence de la pression sur T_{MFB} et sur T_i (température d'interface) pour de l'eau saturée (Sakurai, 1990-b)

La corrélation pour T_{MFB} formulée par Sakurai pour $P^* \leq 9 \cdot 10^{-2}$ (équations (1-57) et (1-58)) montre la dépendance de T_{MFB} en fonction de P/P_{Crt} suivante :

$$T_{MFB} = T_{Int} + \left(\frac{\lambda_L \rho_L c_{p,L}}{\lambda_S \rho_S c_{p,S}} \right)^{1/2} (T_{Int} - T_{Sat}) \quad (1-57)$$

$$T_{Int} = 0.92 T_{Crt} \left(1 - 0.26 \exp \left(\frac{-20(P/P_{Crt})}{1 + 1.7 \cdot 10^6 / P_{Crt}} \right) \right) \quad (1-58)$$

▪ Influence de la pression sur h_{FB}

Comme pour T_{MFB} , la pression a un effet significatif sur le coefficient de transfert thermique près du point triple (à faible P^*) et du point critique (à P^* élevée). En revanche, son influence est moindre à des pressions intermédiaires. Ces tendances ont été observées dans les essais TREPAM : pour des pressions inférieures à 5 bar, h_{FB} augmente de manière significative avec la pression du système. En revanche, à pression plus élevée, h_{FB} varie peu en fonction de la pression.

L'étude menée par Simoneau et Baumeister (1970), qui couvre une large gamme de pression ($0.03 \leq P^* \leq 0.99$), illustre bien cette tendance (Figure 1-26). Lorsque la pression augmente, h_{FB} augmente (resp. diminue) à faible P^* (resp. à P^* élevée). On remarque l'existence d'un maximum de h_{FB} pour P^* compris entre 0.6 et 0.7. Par ailleurs, h_{FB} est d'autant plus sensible aux variations de pression que le diamètre du fil est faible.

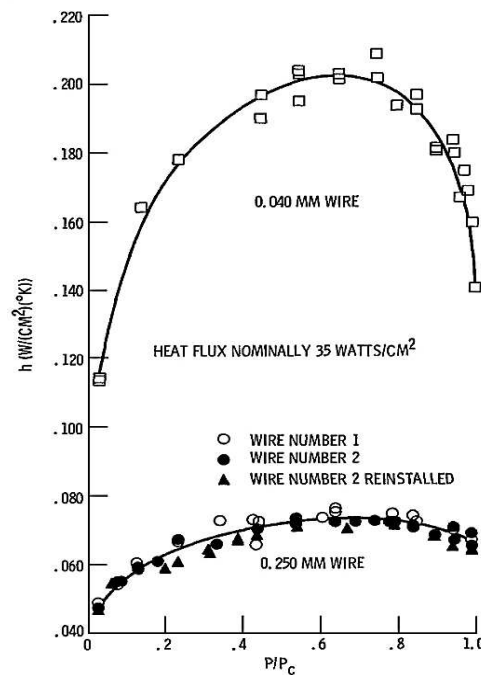


Figure 1-26 - Variation de h_{FB} en fonction de $P^* = P/P_{Crt}$ lors de l'ébullition en film de l'azote liquide pour différents diamètres du cylindre

La dépendance de h_{FB} en fonction de la pression est principalement attribuée à la variation des propriétés thermophysiques et de transport du fluide (en particulier ρ_v , v_v et α_v) en réponse aux variations de pression. Cette dépendance est formulée différemment selon les auteurs. À titre d'exemple :

- Banchemo (1955) montre, à partir de ses données expérimentales pour de l'oxygène liquide à saturation (avec $P^* \leq 0.6$), que h_{FB} varie en fonction de $P^{1/4}$ (cf. équation (A 4-2), annexe 4),
- Dwyer (1976) suggère une dépendance de h_{FB} en fonction de P^γ où γ varie de 0.30 (pour $\lambda_c/D > 8.0$) à 0.32 (pour $0.8 \leq \lambda_c/D \leq 8.0$), qu'il établit à partir des corrélations de Breen et Westwater valables pour un fluide classique à saturation (cf. annexe 4, équation (A 4-4)),
- Gorenflo (2010) propose une dépendance de h_{FB} en fonction de P^* à faible pression ($0.1 \leq P^* \leq 0.35$) et $(1 - P^*)$ près du point critique.

3.4.6. LA NATURE ET L'ÉTAT DE LA SURFACE

Aucun effet des propriétés de surface (mouillabilité, rugosité ou oxydation de la surface, nature du matériau) sur les transferts thermiques en ébullition en film¹ n'a été observé d'après les diverses études menées à ce sujet. On peut citer les travaux de Bromley (1950), de Banchemo (1955), de Taylor (1955) ou encore de Berenson (1960).

Le paragraphe qui suit concerne donc l'influence de la nature et de l'état de surface sur T_{MFB} uniquement.

▪ Influence de la nature de l'élément chauffant sur T_{MFB}

T_{MFB} varie en fonction de la nature de la surface chauffante, et donc de ses propriétés thermophysiques, comme illustré dans le Tableau 1-4 pour l'eau. On remarque que T_{MFB} augmente lorsque la conductivité thermique du matériau diminue. Ceci s'explique par la diminution de la température d'interface, ce qui favorise alors la persistance des contacts L-S et rend donc plus difficile l'obtention d'un film continu de vapeur (avec contacts intermittents ou non).

Surface	λ (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	T_{MFB} (K)
Acier inoxydable	16 - 26 (à 20°C)	553 - 593
Alliage bronze d'aluminium	59 (à 20°C)	430
Argent	406 - 430 (à 20°C)	415

Tableau 1-4 - Valeurs de T_{MFB} de l'eau déterminées expérimentalement pour différentes surfaces (Gunnerson, 1979)

▪ Influence de la mouillabilité sur T_{MFB}

La mouillabilité de la surface a un effet significatif sur l'ébullition du liquide (en régime d'ébullition nucléée et de transition), et en particulier sur la valeur de T_{MFB} (Figure 1-27, (Dwyer, 1976)). Le passage de l'ébullition en film à l'ébullition de transition est lié au collapse du film de vapeur et à l'apparition de contacts prolongés entre la paroi et le liquide. Plus l'angle de contact², noté θ_c , est faible, meilleur est le mouillage de la paroi. Par con-

¹ Cela concerne les transferts thermiques convectifs. En revanche, les transferts thermiques radiatifs dépendent de l'émissivité du matériau.

² L'angle de contact caractérise la mouillabilité de la surface. À $\theta_c = 0$, le liquide s'étale sur la surface, alors recouverte d'un film de liquide.

séquent, l'ébullition nucléée a lieu sur une surface plus importante, qui favorise les transferts thermiques (Carey, 1992). Ainsi T_{MFB} (et q_{MFB}) est d'autant plus élevée que l'angle de contact est faible.

En l'absence de mouillage de la paroi, on passe directement du régime de convection naturelle monophasique au régime d'ébullition en film partiel (observé typiquement pour le mercure).

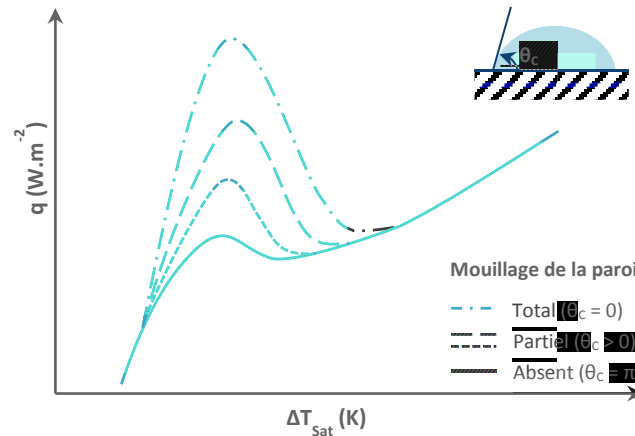


Figure 1-27 - Influence du mouillage de la paroi sur la valeur de T_{MFB}

L'étude menée par Taylor et Ford (1955) sur les propriétés de mouillage du sodium liquide montre que l'angle de contact est inférieur à 90° à partir d'une température d'environ 300°C pour les métaux (cette température est plus élevée pour les céramiques).

▪ Influence de la rugosité et de l'oxydation de la surface sur T_{MFB}

L'effet de la rugosité et de l'oxydation de la surface, observé par Berenson (1960) ou plus récemment par Sakurai (1990-b) et Meduri (2009), est une conséquence de la mouillabilité de la surface (Figure 1-28). T_{MFB} augmente avec l'oxydation et/ou la rugosité de la surface, qui favorise(nt) le mouillage de la paroi. De plus, l'oxydation de la surface diminue sa conductivité thermique, ce qui rend plus difficile le maintien de l'ébullition en film et participe à augmenter T_{MFB} .

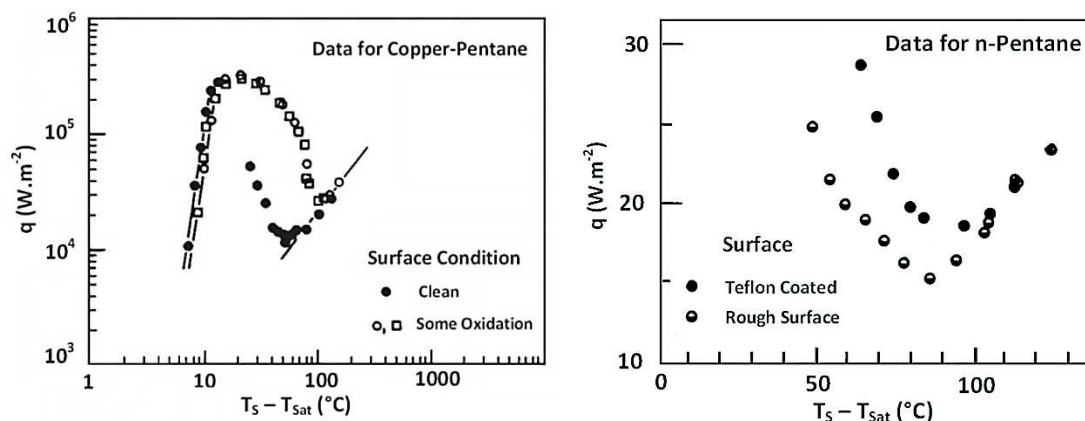


Figure 1-28 - Influence de l'état de surface (oxydation et rugosité) sur T_{MFB} et q_{MFB} (Carey, 1992)

$$\theta_c(\text{Teflon Coated}) = 30^\circ ; \theta_c(\text{Rough Surface}) = 50^\circ.$$

Remarque : les imperfections et impuretés de surface favorisent les contacts entre le liquide et la paroi et contribuent à l'effondrement du film de vapeur, ce qui implique une valeur de T_{MFB} plus élevée pour maintenir un film de vapeur.

Excepté pour l'état de surface qu'il est difficile d'étudier dans un modèle théorique d'ébullition en film, les tendances observées quant à l'influence des différents paramètres (ΔT_{Sat} , ΔT_{Sub} , D , u_{∞} , P) sur les transferts thermiques permettront de vérifier le comportement du modèle développé (Chapitre 4) dans le Chapitre 5.

3.5. CONTACTS LIQUIDE-SOLIDE EN RÉGIME D'ÉBULLITION EN FILM

Comme exposé précédemment (paragraphe 1.2 et 1.3), des contacts entre le liquide et la paroi chauffante ont été observés lors de l'ébullition en film autour d'une sphère ou d'un cylindre.

Ces contacts peuvent résulter d'une **instabilité liée au cisaillement à l'interface L-V** (Berthoud, 2009-a), étant données les vitesses importantes atteintes à l'interface lors de la vaporisation intense du liquide (cf. Figure 1-29 - a).

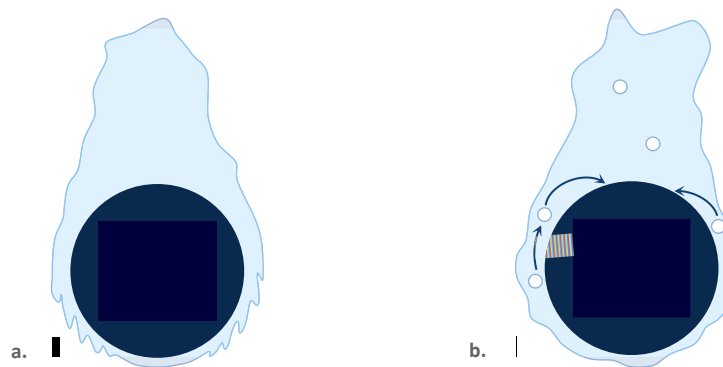


Figure 1-29 - Mécanismes de contact L-S : instabilités de cisaillement à l'interface L-V (a) et entraînement de gouttes dans le film de vapeur (b)

Dans ce cas, ils sont favorisés par :

- un diamètre de sphère important¹ : l'instabilité de cisaillement peut être amplifiée avant d'atteindre le sillage de vapeur à l'arrière de sphère et ainsi mener au contact,
- une vitesse élevée de l'écoulement liquide environnant², qui tend à amincir le film de vapeur et à favoriser la croissance des instabilités à l'interface L-V,
- un sous-refroidissement du liquide important et une faible surchauffe de la paroi, qui conduisent à un film de vapeur fin,

¹ En convection naturelle, des dômes de vapeur multiples se forment dans la partie supérieure de la sphère (IRT) et peuvent également conduire aux contacts L-S.

² Du fait de l'existence d'une vitesse à l'interface L-V en convection naturelle, l'occurrence de contacts L-S est également possible lorsque $u_{\infty} = 0$.

- une surface rugueuse ou un liquide contenant des impuretés.

D'autres auteurs attribuent l'occurrence de contacts L-S au **développement d'IRT à l'interface L-V** et aux fluctuations de l'amplitude de l'onde, favorisées par le relâchement de bulles de vapeur ((Henry, 1974), (Berenson, 1960)). Sur la Figure 1-30, le départ d'une bulle au niveau du ventre de l'onde entraîne l'écoulement du liquide vers la surface tandis que la vapeur, produite en continu à l'interface L-V, repousse le liquide. Si l'amplitude de l'onde au niveau des nœuds dépasse l'épaisseur du film de vapeur, le contact entre le liquide et la paroi a lieu.

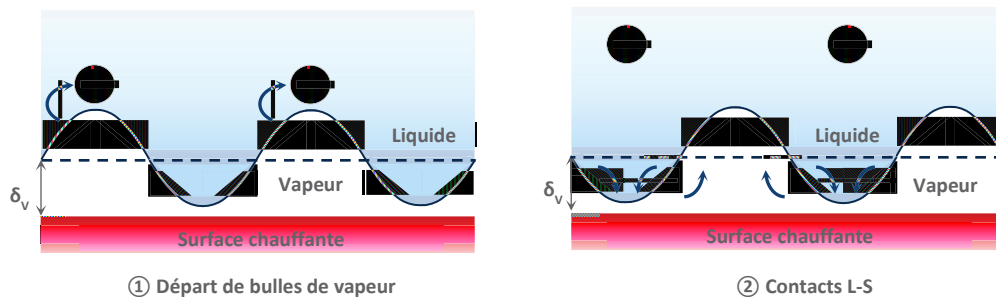


Figure 1-30 - Mécanisme de contact L-S en régime d'ébullition en film liées aux IRT

Farrar (1976) explique quant à lui les contacts L-S par la **nature turbulente de l'écoulement dans le film de vapeur** lors de surchauffes élevées¹. L'hypothèse d'un écoulement laminaire dans film de vapeur est acceptable lors d'une production de vapeur modérée. Toutefois, elle ne serait plus vérifiée en cas de vaporisation intense du liquide. Aussi, la nature agitée de l'interface L-V entraîne des gouttelettes de liquide dans le film de vapeur, qui sont ensuite éjectées dans le sillage de vapeur (Figure 1-29 - b). Elles peuvent éventuellement entrer en contact avec la sphère puis s'évaporer. Cela favorise la condensation du sillage de vapeur et donc les transferts thermiques.

Les contacts L-S conduisent localement au refroidissement de la surface. Le régime d'ébullition en film est maintenu si la surface retrouve suffisamment rapidement sa température d'avant contact, selon la taille et les propriétés thermophysiques de l'élément chauffant. Si le refroidissement est tel que la température de la paroi est trop faible pendant un temps trop long, on observe le passage de l'ébullition en film vers une ébullition de transition ou une ébullition nucléée. Le maintien de l'ébullition en film est donc favorisé par des parois épaisses, de conductivité thermique élevée, pouvant être considérées isothermes. Par ailleurs, un liquide environnant présentant une conductivité thermique faible aide également au maintien du film de vapeur. Pour le système $\text{UO}_2\text{-Na}$, la conductivité thermique du sodium est environ 20 fois supérieure à celle de l' UO_2 , ce qui est défavorable au maintien de l'ébullition en film en cas de contact.

¹ Farrar (1976) observe des contacts L-S lors de l'ébullition en film de l'eau sur une sphère uniquement à des surchauffes élevées (pour $\Delta T_{\text{Sat}} \geq 1123 \text{ K}$).

4. OBJECTIFS DE LA THÈSE

Nous retiendrons de cette étude bibliographique **le besoin à la fois expérimental et théorique** en vue de l'amélioration de la connaissance des transferts thermiques en régime d'ébullition en film du sodium. L'étude du phénomène d'interaction $\text{UO}_2\text{-Na}$ nécessite de disposer d'informations clés, à savoir la chaleur cédée par la sphère ainsi que le taux de production de vapeur, actuellement indisponibles. Par ailleurs, la détermination de la température minimum d'ébullition en film stable est essentielle afin de prédire l'explosivité spontanée éventuelle du système $\text{UO}_2\text{-Na}$. Cela passe notamment par la compréhension du mécanisme de déstabilisation du film de vapeur et l'apparition de contacts, qui contribuent à accroître les transferts de chaleur.

Ainsi, il est nécessaire d'**évaluer les transferts thermiques lors de l'ébullition en film du sodium** en fonction des différents paramètres de contrôle du système (ΔT_{Sat} , ΔT_{Sub} , D , P , u_∞) pour chacun des deux sous-régimes d'ébullition en film identifiés et illustrés sur la Figure 1-31 :

- le sous-régime **stable**, sans contact L-S, si $\Delta T_{\text{Sat}} > \Delta T_{\text{MFB},1}$,
- le sous-régime **instable**, avec contacts, si $\Delta T_{\text{MFB},2} \leq \Delta T_{\text{Sat}} \leq \Delta T_{\text{MFB},1}$.

La détermination **des températures de transition** entre les deux sous-régimes, $\Delta T_{\text{MFB},1}$ et $\Delta T_{\text{MFB},2}$, fonction de ces mêmes paramètres, est également requise.

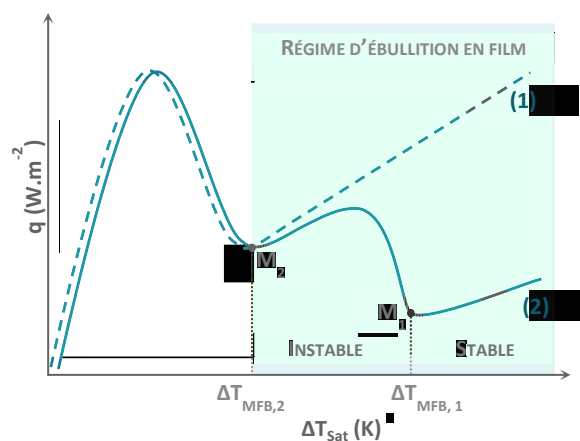


Figure 1-31 - Courbe d'ébullition classique (1) et celle présentant les 2 sous-régimes d'ébullition en film (2)

Nous proposons de développer un modèle d'ébullition en film du sodium, basé sur l'approximation de double couche limite et mettant en œuvre une méthode intégrale. La démarche adoptée pour la mise en place de ce modèle est présentée au Chapitre 4. Au préalable, une analyse d'échelles permettra de déterminer les nombres adimensionnels pertinents qui gouvernent les transferts thermiques en régime d'ébullition en film, selon le degré de sous-refroidissement du sodium et la présence d'un écoulement externe (Chapitre 3). Pour cette étude, le choix d'une géométrie sphérique semble être le plus pertinent étant donné que les codes de simulation modélisent les gouttes ou fragments de combustible par des sphères. On procèdera par ailleurs à l'évaluation de la température de transition $T_{\text{MFB},1}$, à partir d'une approche simplifiée impliquant l'utilisation du modèle (Chapitre 6). L'expérience de Farahat, seule expérience en sodium à notre disposition à ce jour et présentée dans le Chapitre 2, permet de valider en partie les résultats obtenus. Le modèle est également appliqué au système $\text{UO}_2\text{-Na}$ dans des conditions représentatives d'une situation accidentelle dans un réacteur refroidi au sodium. Les résultats sont comparés à la corrélation de SIMMER en convection forcée.

CHAPITRE 2 L'EXPÉRIENCE DE FARAHAT, L'UNIQUE EN SODIUM

*Dans ce chapitre, nous présentons les travaux expérimentaux de Farahat, qui portent sur l'étude des transferts thermiques en ébullition du sodium autour d'une sphère de tantale en convection naturelle (Farahat, 1971). Son objectif était de mieux comprendre les mécanismes de transfert de chaleur associés à l'interaction entre une sphère à haute température et le sodium dans le cadre des études de sûreté des RNR-Na. Cette expérience constitue **l'unique base de données expérimentales existante**, à notre connaissance, pour l'étude de l'ébullition en film du sodium. Pour notre étude, nous nous intéressons uniquement aux essais pour lesquels l'ébullition en film a été observée.*

Après une brève description du dispositif expérimental mis en place par Farahat, nous exposerons la méthode de mesure employée, les différents biais expérimentaux ainsi que les hypothèses introduites pour le post-traitement des mesures. Enfin, nous présenterons les principaux résultats des essais, notamment les deux sous-régimes d'ébullition en film identifiés lors de notre analyse, ainsi que l'influence de certains paramètres de contrôle sur les transferts thermiques.

1. DESCRIPTION DE L'EXPÉRIENCE

L'expérience consiste à plonger une sphère de tantale, préalablement chauffée à haute température, dans un bain de sodium sous-refroidi. La sphère est ensuite maintenue à une profondeur donnée. Les relevés de températures et de pression au cours du temps ont permis l'observation des différents régimes d'ébullition du sodium et la quantification des transferts thermiques associés.

L'influence de plusieurs paramètres a été étudiée :

- la température initiale du sodium : entre 1123.2 K ($\Delta T_{\text{sub}} = 29.1$ K) et 1148.2 K ($\Delta T_{\text{sub}} = 4.1$ K),
- la température initiale de la sphère de tantale : entre 1802.6 K et 2633.7 K,
- le diamètre de la sphère : 1.27 cm, 1.91 cm et 2.54 cm,
- la profondeur à laquelle la sphère est plongée dans le bain de sodium : 7.6 cm et 11.4 cm.

Les essais ont été effectués sous atmosphère d'argon avec une pression constante de 1 bar.

1.1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Le dispositif expérimental comprend :

- une cuve en acier inoxydable ($h = 30.5$ cm, $\varnothing = 7.6$ cm), remplie de sodium liquide maintenu à une température donnée par chauffage électrique,
- une sphère de tantale traversée par un thermocouple¹,
- un chauffage par induction, permettant de chauffer la sphère de tantale à la température souhaitée,
- un système de transport, afin de positionner la sphère dans le bain de sodium à une profondeur donnée,
- une enceinte sous atmosphère d'argon.

La cuve, isolée thermiquement, comporte 4 thermocouples placés sur la partie latérale afin de contrôler la température du sodium à différentes profondeurs. Dans la zone froide ($h = 15.2$ cm, $\varnothing = 3.2$ cm) située en dessous de la cuve, se trouvent un capteur de pression et un thermocouple en vis-à-vis afin de mesurer sa température.

La sphère de tantale est maintenue par une tige, dans laquelle est introduit le thermocouple.

¹ Thermocouple tungstène-rhénium (W-5% Re/W-26% Re, à soudure chaude à la masse), avec un isolant en oxyde de béryllium (BeO) et une gaine de protection en tantale (de diamètre 0.76 mm, 1.02 mm ou 1.60 mm selon la taille de la sphère).

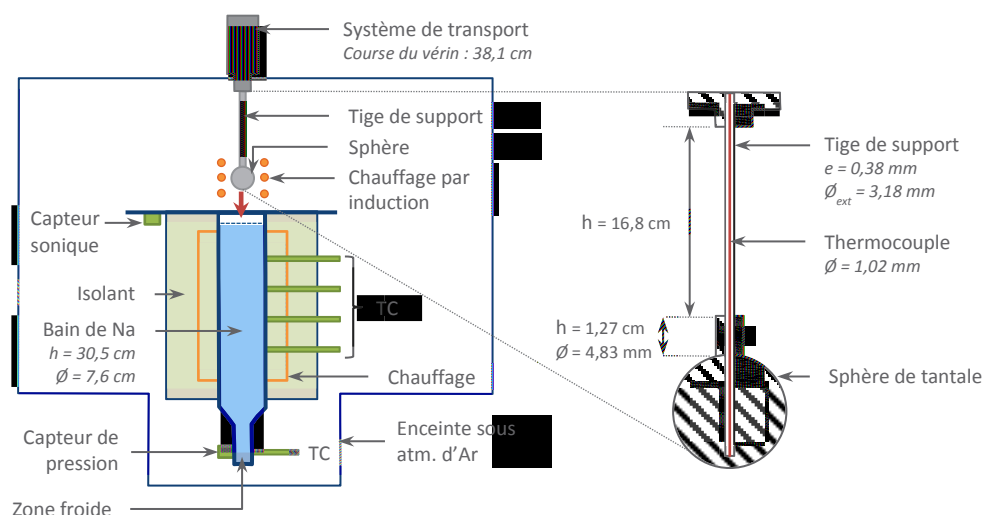


Figure 2-1 - Schéma du dispositif expérimental avec une vue agrandie de la sphère de tantale maintenue par une tige

1.2. PROCÉDURE EXPÉRIMENTALE ET TRAITEMENT DES DONNÉES

Au cours d'un essai, la sphère de tantale est tout d'abord préchauffée par induction. Une fois la température souhaitée atteinte, le chauffage est interrompu et la sphère est plongée dans le réservoir de sodium¹ et positionnée à une profondeur donnée.

La sphère se refroidit au contact du sodium. L'évolution de la température à la surface de la sphère au cours du temps est *mesurée* grâce à un thermocouple placé à l'intérieur de la sphère. L'extrémité du thermocouple est située près de la surface inférieure de la sphère, à une distance estimée par rayons X comme étant 0.5 à 2 fois le diamètre de la gaine du thermocouple (cf. Tableau 2-1). La position du thermocouple, au niveau du point d'arrêt avant de la sphère, ne peut rendre compte du refroidissement à l'arrière de la sphère.

Essai	Sphère N°	D _s (cm)	d _{TC} (mm)
24 à 30	10	2.54	0.94
32, 33	11	2.54	1.12
35, 36	12	2.54	1.14
38, 39	13	1.91	0.81
41 à 43	14	1.27	0.61

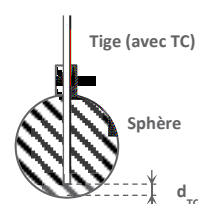


Tableau 2-1 - Distance du thermocouple à la surface de la sphère (d_{TC}) mesurée par rayons X dans les essais de Farahat

Le numéro de la sphère utilisée au cours des essais ainsi que son diamètre sont indiqués.

Par ailleurs, des relevés de pression sont effectués :

¹ La sphère est déplacée à une vitesse moyenne de 67.1 cm.s⁻¹ dans l'atmosphère d'argon et de 74.7 cm.s⁻¹ dans le sodium (excepté pour les 5 derniers centimètres, où la vitesse est de 37.8 cm.s⁻¹).

- dans la partie basse du bain de sodium (branche froide) : les pics de pression mesurés correspondent à la formation et au collapse de bulles de vapeur à la surface de la sphère,
- au-dessus du bain, dans l'atmosphère d'argon : les pics de pression peuvent être générés en cas d'ébullition violente du sodium.

L'amplitude et la fréquence des pics de pression permettent de distinguer les différents régimes d'ébullition, notamment le début de l'ébullition de transition (i.e. la température minimum d'ébullition en film) (Figure 2-2). Le régime d'ébullition en film se caractérise par un refroidissement relativement lent de la sphère par rapport aux régimes d'ébullition de transition et nucléée, sans pic de pression significatif. Néanmoins, on peut se demander si le début du régime d'ébullition de transition indiqué sur la Figure 2-2 ne correspondrait pas au régime d'ébullition en film instable. Ceci est abordé par la suite, dans le paragraphe 2.

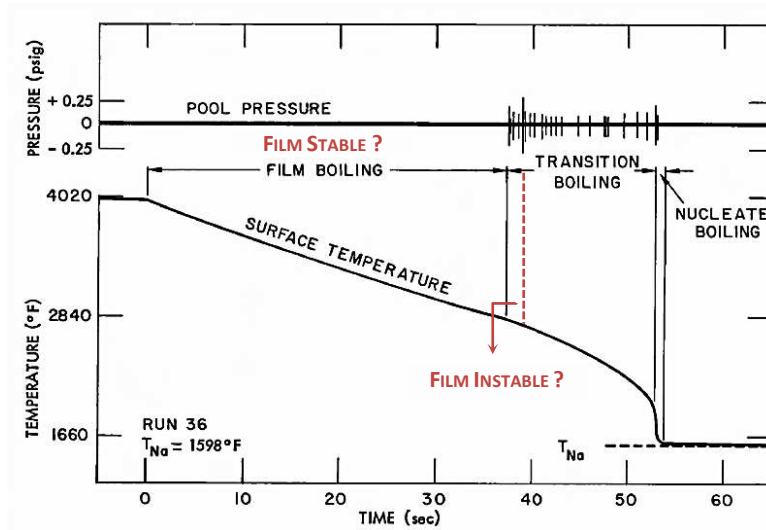


Figure 2-2 - Oscillogramme montrant les différents régimes d'ébullition observés (résultats de l'essai 36)

La mesure de l'évolution de la température à la surface de la sphère permet à Farahat de déduire le flux de chaleur total cédé par la surface de la sphère (comprenant les transferts thermiques convectifs et radiatifs) à chaque instant, moyennant un traitement des données expérimentales.

La démarche adoptée par Farahat est la suivante :

1. Tout d'abord, la distribution de la température $T(r,t)$ à l'intérieur de la sphère est déterminée en résolvant l'équation de la chaleur en coordonnées sphériques (équation (2-1)) par la méthode des différences finies. Le domaine de calcul (i.e. la sphère) est discrétisé spatialement selon la direction radiale (N nœuds équidistants).

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha_{Ta}(T) \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (2-1)$$

Les conditions initiales et aux limites sont définies comme suit :

- » la température de la sphère est uniforme à l'instant initial : $T(r \leq R, t \leq 0) = T_0$,
- » la température à la surface de la sphère est uniforme : $T(r = R, t > 0) = T_s(t)$,
- » au centre de la sphère : $\left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=0} = 0$.

Remarque : la température à la surface de la sphère est calculée par extrapolation linéaire, pondérée par le volume, à partir de la température de la maille (N-1) et celle mesurée par le thermocouple, situé au centre de la maille N.

La diffusivité thermique du tantale, α_{Ta} , dépend de la température via l'expression de sa chaleur spécifique, $c_{p,Ta}$ (en revanche, la masse volumique et la conductivité thermique du tantale sont prises constantes) :

$$c_{p,Ta}(\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}) = 157.591 - 5.124 \cdot 10^{-3} T(\text{K}) + 1.396 \cdot 10^{-6} T(\text{K})^2 \quad (2-2)$$

2. À partir de la distribution de température, l'énergie thermique Q_i contenue dans chaque maille radiale de la sphère est calculée ($Q_i(t) = \omega_i c_{p,Ta}(\bar{T}_i) \bar{T}_i(t)$, où ω_i est le poids de la maille i et \bar{T}_i la température moyenne dans la maille i à l'instant t). Puis, par sommation sur l'ensemble des N mailles, l'énergie thermique totale, Q_{tot} , contenue dans la sphère à un instant donné est obtenue : $Q_{tot}(t) = \sum_{i=1,N} Q_i(t)$.
3. La différence de la chaleur moyenne prise à deux instants, t et $t + \Delta t$, permet de déterminer la chaleur perdue par la sphère pendant le temps Δt , et donc la densité de flux de chaleur, q , à la surface de la sphère $\left(q \left(t + \frac{\Delta t}{2} \right) = \frac{Q_{tot}(t) - Q_{tot}(t + \Delta t)}{4\pi R^2 \Delta t} \right)$.
4. La densité de flux de chaleur moyenne est tracée en fonction de la surchauffe de la paroi. Une température de surface moyenne, égale à $(T_s(t) + T_s(t + \Delta t))/2$, est considérée.

1.3. INCERTITUDES SUR LE FLUX DE CHALEUR

Différentes sources d'incertitude ont été identifiées et estimées par Farahat (cf. Tableau 2-2). La densité de flux de chaleur obtenue est donnée avec une incertitude maximale (resp. moyenne) de $\pm 10 \%$ (resp. $\pm 5 \%$).

Source d'incertitude	Incertitude maximale
Étalonnage des thermocouples	$\pm 1\%$
Mesure de la position du TC dans la sphère	$\pm 1\%$
Électronique	$\pm 1\%$
Étalonnage des appareils électroniques de mesure	$\pm 1\%$
Lecture des données	$\pm 0.5\%$
Méthode de réduction des données expérimentales (troncature)	$\pm 1.5\%$
Effet de température sur les propriétés du tantale	$\pm 1\%$
Autres (e.g. modèle de conduction 1-D sphérique)	$\pm 3\%$
Incertitude totale maximale	$\pm 10\%$
Incertitude totale moyenne	$\pm 5\%$

Tableau 2-2 - Incertitudes totale et moyenne sur le flux de chaleur calculé

Ajoutons à ces incertitudes sur le flux l'**influence de la tige de support**, maintenant la sphère dans le bain de sodium. Sa présence a un effet non négligeable sur les transferts thermiques et la stabilité du film de vapeur :

- la présence de la tige augmente localement la surface d'échange et refroidit donc plus rapidement la sphère au niveau du point d'attache,

- la perturbation de l'écoulement de vapeur à l'arrière de la sphère favorise la déstabilisation du film et d'éventuels contacts entre la sphère et le sodium.

La sphère maintenue par la tige devra donc avoir une température supérieure au cas d'une sphère idéale pour que l'ébullition en film soit maintenue (cf. Figure 2-3, $T_{MFB,tige} > T_{MFB}$).

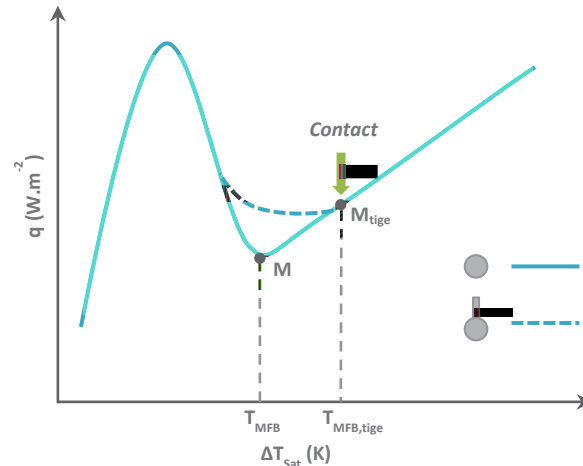


Figure 2-3 - Influence de la présence d'une tige support sur la détermination de T_{MFB} (Gunnerson, 1979)

Liu et Theofanous (1996) ont étudié l'effet de la tige en effectuant une série d'expériences d'ébullition en film de l'eau sur une sphère en convection naturelle et forcée. Dans ces essais, la sphère est maintenue par le haut ou par le bas (selon l'écoulement externe ascendant ou descendant) directement par le thermocouple, ceci afin de réduire les perturbations dans l'écoulement de vapeur. En effet, Liu et Theofanous montrent qu'un rapport entre diamètre de tige et diamètre de sphère faible permet de minimiser la chaleur perdue par le support. Dans leurs essais, ce rapport n'excède pas 0.06.

D_{TC} (mm)	D_s (mm)	D_{TC}/D_s
0.25	6.35	0.04
0.5	9.53	0.05
0.81	12.7	0.06
0.81	19.1	0.04

Tableau 2-3 - Rapport des diamètres du thermocouple (D_{TC}) et de la sphère (D_s) utilisés dans les expériences de Liu et Theofanous

Ils observent, pour un liquide saturé, une perturbation plus importante de l'écoulement de vapeur dans le cas d'une sphère tenue par le haut (Figure 2-4), étant donné que la vitesse de la vapeur est à son maximum à l'arrière de la sphère. En revanche, pour un liquide fortement sous-refroidi, aucune différence n'est constatée entre les deux géométries utilisées.

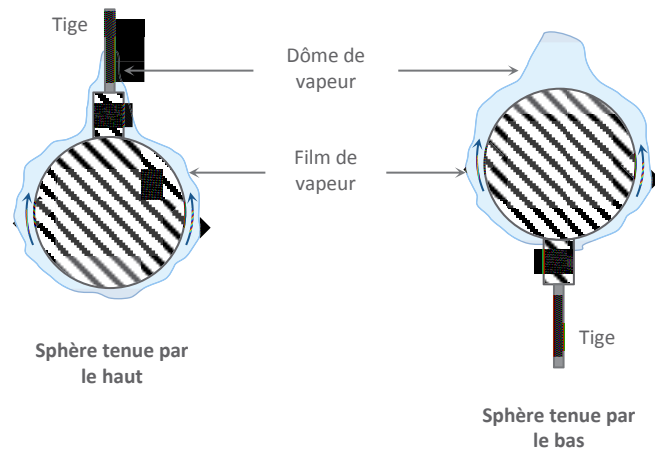


Figure 2-4 - Différentes géométries utilisées dans les expériences de Liu et Theofanous (Liu, 1996)

Afin de quantifier l'impact de la présence de la tige, Liu et Theofanous ont effectué des essais dans lesquels trois thermocouples (au lieu d'un seul) sont placés à l'intérieur de la sphère, les conditions expérimentales étant par ailleurs identiques. Une augmentation de 20 % du flux de chaleur en régime d'ébullition en film est observée, liée à l'augmentation (d'un facteur 3) de la surface d'échange, mais aussi au drainage de l'eau à la surface favorisé par la présence des thermocouples.

Häbpler (1998) a lui aussi effectué des expériences d'ébullition en film de l'eau sur des sphères à haute température, en convection naturelle. Les coefficients de transfert thermique obtenus expérimentalement sont jusqu'à 2 fois supérieurs aux prédictions théoriques. Il attribue cette différence aux pertes de chaleur liées à la présence de la tige support ($0.026 \leq D_{\text{tige}}/D_s \leq 0.21$) et propose, à partir de ses résultats expérimentaux et ceux de Liu (1996), une corrélation permettant de corriger le coefficient de transfert thermique :

$$Nu_{\text{corrigé}} = \frac{Nu_{\text{exp}}}{1 + 3.2 \frac{D_{\text{tige}}}{D_s}} \quad (2-3)$$

Dans les essais de Farahat, le rapport D_{tige}/D_s , à minimiser pour réduire les pertes de chaleur par la tige, est important : il est compris entre 0.19 et 0.38 (Tableau 2-4). De plus, la position du point d'attache (par le haut) contribue à perturber l'écoulement de vapeur. D'après la corrélation d'Häbpler (équation (2-3)), le flux de chaleur en régime d'ébullition en film expérimental doit être divisé par un facteur 1.61 à 2.22 pour tenir compte de la présence de la tige (Tableau 2-4, $Nu_{\text{exp}}/Nu_{\text{corrigé}}$). Cette correction est à comparer aux 10 % d'incertitude évalués par Farahat.

D_{tige} (mm)	D_s (mm)	D_{tige}/D_s	$Nu_{\text{exp}}/Nu_{\text{corrigé}}$
4.83	12.7	0.38	2.22
4.83	19.1	0.25	1.80
4.83	25.4	0.19	1.61

Tableau 2-4 - Rapport des diamètres du tube (D_{tige}) et de la sphère (D_s) utilisés dans les expériences de Farahat et correction du flux expérimental de la présence de la tige ($Nu_{\text{exp}}/Nu_{\text{corrigé}}$), d'après Häbpler

Notons par ailleurs que Farahat observe une bonne répétabilité de l'expérience (i.e. pour des conditions expérimentales identiques) : les essais 24 et 29 montrent un écart maximal de 4.5 % sur le flux de chaleur en régime d'ébullition en film, ce qui reste dans l'intervalle d'erreur donné (Figure 2-5). Toutefois, l'écart est bien plus important pour le flux critique ($\pm 45\%$), d'après les courbes expérimentales de Farahat.

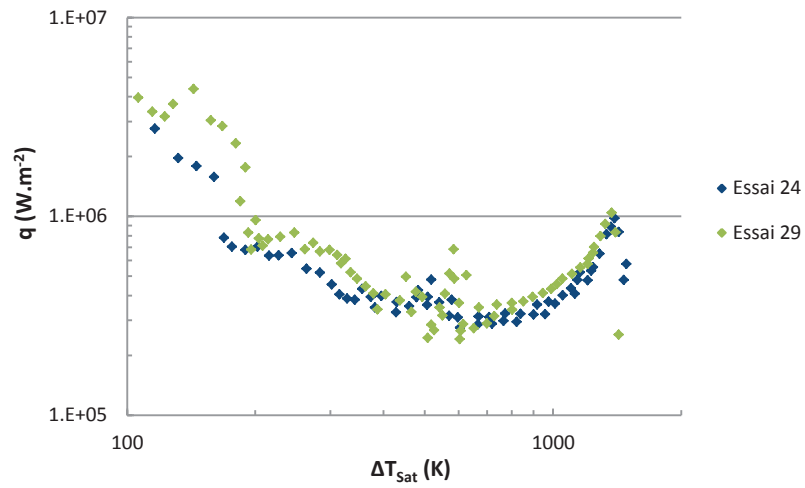


Figure 2-5 - Répétabilité de l'expérience de Farahat

2. RÉSULTATS DE L'EXPÉRIENCE

Au total, 43 essais ont été effectués par Farahat : pour notre étude, nous nous intéressons uniquement aux essais pour lesquels l'ébullition en film du sodium a lieu (pour $T_s > 1802 \text{ K}$ et $T_L > 1123 \text{ K}$). Le Tableau 2-5 résume les conditions expérimentales des essais sélectionnés (classés selon la surchauffe $\Delta T_{\text{Sat},1}$ croissante, surchauffe correspondant à la densité de flux maximale d'ébullition en film, $q_{\text{max,exp}}$). Les principaux résultats relatifs à l'ébullition en film du sodium y sont également indiqués, notamment la densité $q_{\text{max,exp}}$ relevée sur la courbe d'ébullition, non corrigée des incertitudes expérimentales ou de l'effet de la tige de support.

L'ensemble des courbes expérimentales est fourni dans l'annexe 5.

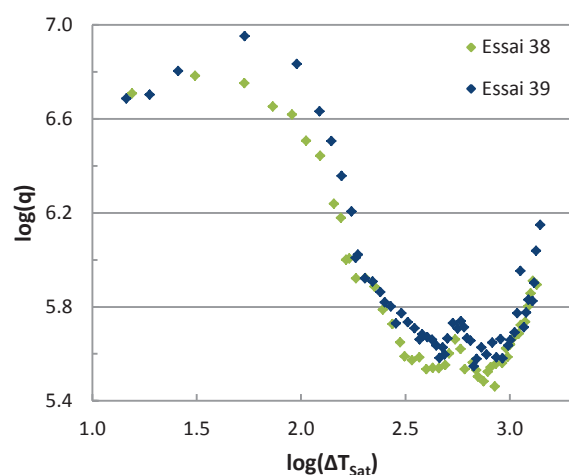
Essai	D_s (cm)	$T_{s,0}$ (K)	$\Delta T_{\text{Sat},0}$ (K)	T_L (K)	ΔT_{Sub} (K)	h_s (cm)	$t_{\text{éb}}$ (s)	t_{film} (s)	$\Delta T_{\text{Sat},1}$ (K)	$q_{\text{max,exp}}$ (10^5 W/m^2)	$h_{\text{max,exp}}$ ($\text{W.m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$)
28	2.54	1802.6	650.3	1148.2	4.1	11.4	16.8	1.5	567.6	4.53	798.3
27	2.54	2179.3	1027.0	1148.2	4.1	11.4	40.4	21.6	979.8	4.50	459.7
26	2.54	2259.3	1107.0	1148.2	4.1	11.4	43.6	25.05	1002.8	5.05	503.3
25	2.54	2418.7	1266.4	1148.2	4.1	11.4	53	36.25	1188.5	6.82	573.7
41	1.27	2522.0	1369.8	1148.2	4.1	11.4	22.8	15.6	1234.0	7.61	616.6
36	2.54	2474.8	1322.5	1138.2	14.1	7.6	53.3	36.9	1263.5	6.70	530.2
42	1.27	2587.0	1434.8	1138.2	14.1	11.4	17.9	13.1	1280.5	8.77	684.5
35	2.54	2466.5	1314.2	1138.2	14.1	11.4	47.6	32	1292.5	7.14	552.6
38	1.91	2526.5	1374.2	1148.2	4.1	11.4	41.2	27.6	1293.8	8.13	628.2
32	2.54	2473.7	1321.4	1143.2	9.1	11.4	54.6	37	1299.4	7.74	596.0
29	2.54	2585.9	1433.7	1148.2	4.1	11.4	57.4	40.15	1371.9	10.4	757.5
33	2.54	2494.3	1342.0	1133.2	19.1	11.4	44.9	27.7	1374.1	8.39	610.8
24	2.54	2585.9	1433.7	1148.2	4.1	11.4	61.3	43	1394.7	9.77	700.7
39	1.91	2577.6	1425.3	1143.2	9.1	11.4	36.4	24.25	1399.9	14.1	1006.8
43	1.27	2633.7	1481.4	1123.2	29.1	11.4	11.8	7.9	1419.5	78.5	5526.7
30	2.54	2607.6	1455.3	1123.2	29.1	11.4	21.5	18	1458.5	12.2	837.5

Tableau 2-5 - Récapitulatif des conditions expérimentales et des principaux résultats des essais

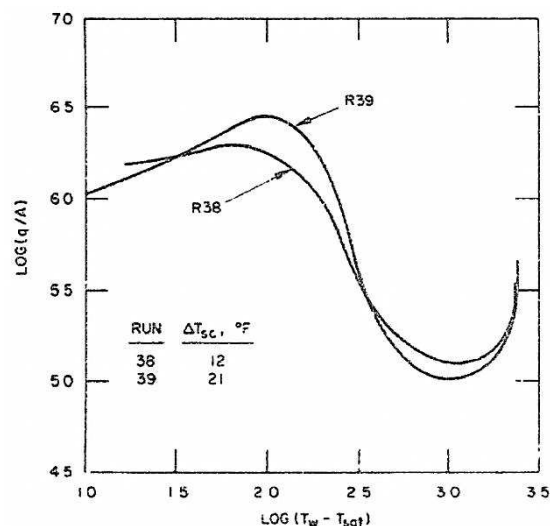
On indique le diamètre de la sphère (D_s), la température initiale à laquelle celle-ci est préchauffée ($T_{s,0}$) et la surchauffe correspondante ($\Delta T_{\text{Sat},0}$), la température initiale du sodium (T_L) et le degré de sous-refroidissement (ΔT_{Sub}), la profondeur d'immersion de la sphère (h_s), la durée de l'ébullition ($t_{\text{éb}}$) et de l'ébullition en film (t_{film}), la surchauffe de la sphère ($\Delta T_{\text{Sat},1}$) correspondant à $q_{\text{max,exp}}$ obtenue **expérimentalement** (i.e. non corrigée), ainsi que le coefficient de transfert thermique associé ($h_{\text{max,exp}}$).

2.1. COURBES D'ÉBULLITION DE FARAHAT

Pour chaque essai, Farahat obtient une courbe d'ébullition (q en fonction de ΔT_{Sat}) qui décrit le refroidissement de la sphère de tantale. Les courbes sur lesquelles semble s'appuyer Farahat pour l'interprétation de ses résultats ont été lissées et ne représentent pas fidèlement les mesures de l'expérience (Figure 2-6, a et b).



a. Courbes d'ébullition *brutes*, déduites des mesures expérimentales (q en $W.m^{-2}$, ΔT_{sat} en K)



b. Courbes d'ébullition *lissées* (q/A en $Btu.hr^{-1}.ft^{-2}$, $(T_w - T_{sat})$ en °F)

Figure 2-6 - Courbes d'ébullition des essais 38 et 39 avant et après lissage (Farahat, 1971)

Conversion : $1 Btu.hr^{-1}.ft^{-2} = 3.1525 W.m^{-2}$; $[K] = 5/9.([°F] + 459.67)$.

Si l'on s'intéresse aux courbes d'ébullition brutes, elles présentent pour la plupart deux minima locaux, comme illustré pour l'essai 39 sur la Figure 2-7. Ces deux minima, non visibles sur la courbe de Nukiyama, ont également été observés par Honda (1992) et suggèrent l'existence des deux sous-régimes d'ébullition en film, stable et instable (cf. paragraphe 1.2, Chapitre 1).

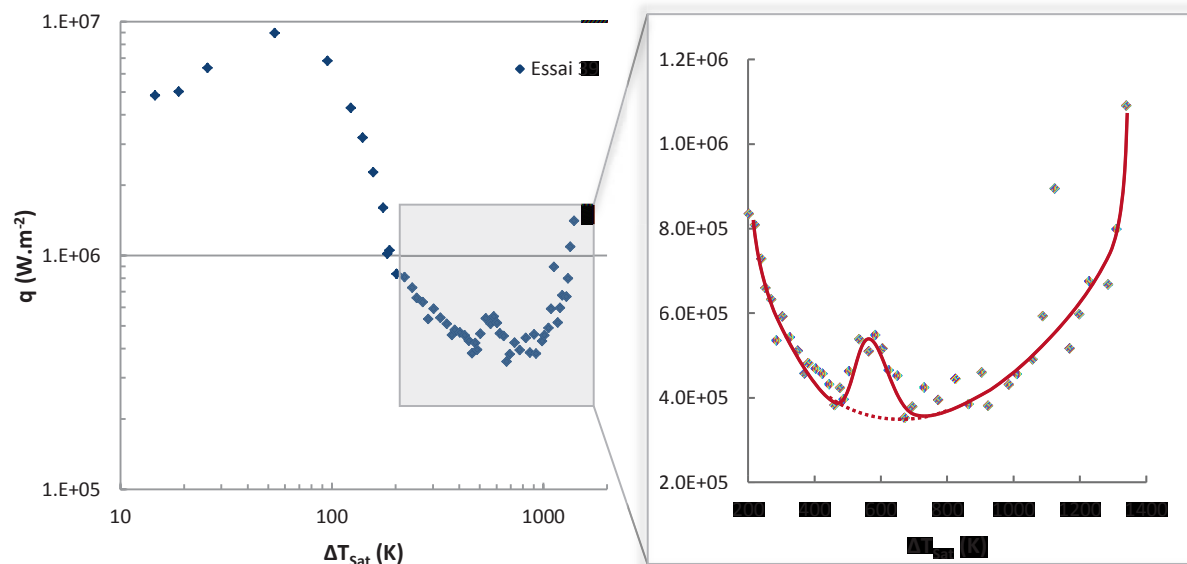


Figure 2-7 - Mise en évidence de deux sous-régimes d'ébullition en film sur la courbe d'ébullition de l'essai 39

Essai 39 : $D = 1.91$ cm, $\Delta T_{sat,0} = 2577.6$ K, $\Delta T_{sub} = 9.1$ K. *Trait plein* : courbe d'ébullition présentant les deux sous-régimes d'ébullition en film, déduite des points expérimentaux - *En pointillés* : courbe d'ébullition lissée, considérée par Farahat.

Dans la mesure où ces deux sous-régimes sont identifiables sur les courbes d'ébullition (ce qui n'est pas le cas pour tous les essais), on relève les températures de transition, $T_{MFB,1}$ et $T_{MFB,2}$, les densités de flux de chaleur

correspondantes ($q_{MFB,1}$ en M_1 et $q_{MFB,2}$ en M_2) ainsi que le maximum local de la densité de flux (en M_{12}), indiqués sur la Figure 2-8. Les valeurs sont répertoriées dans le Tableau 2-6. Pour les essais à faible surchauffe (essais 27 et 28) ou fort sous-refroidissement (essais 30 et 43), les deux sous-régimes d'ébullition en film ne sont pas discernables sur les courbes. Ceci laisse supposer que le régime d'ébullition en film instable existe dès l'immersion de la sphère dans le bain de sodium.

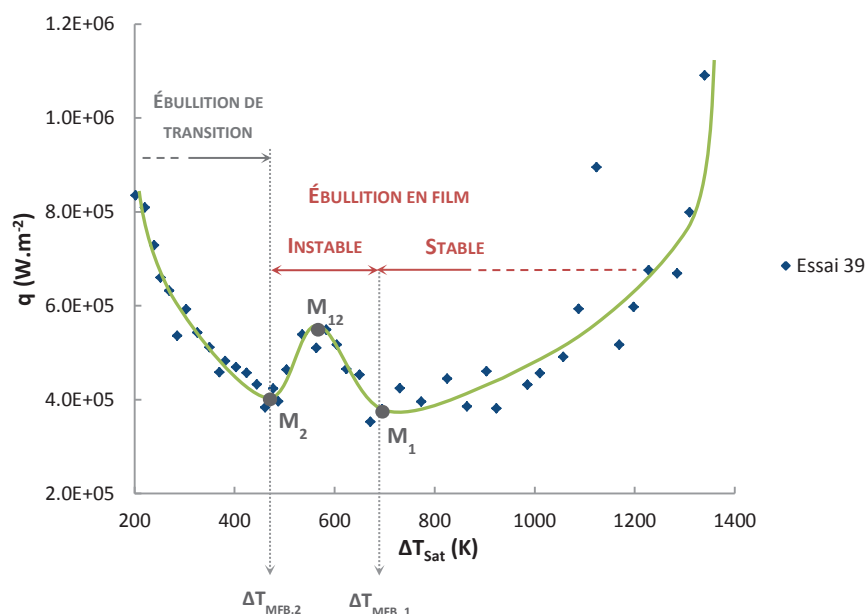


Figure 2-8 - Illustration des deux sous-régimes d'ébullition en film sur la courbe d'ébullition de l'essai 39

Essai	$\Delta T_{MFB,1}$ (K)	$q_{MFB,1}$ (10^5 W.m^{-2})	$\Delta T_{MFB,2}$ (K)	$q_{MFB,2}$ (10^5 W.m^{-2})	$\Delta T(M_{12})$ (K)	$q(M_{12})$ (10^5 W.m^{-2})	$q(M_{12}) / q_{MFB,1}$	ΔT_{MFB} (Farahat) (K)
28			500	4.00				489.2
27			435	3.29				489.2
26	680	3.00	420	3.20	500	4.40	1.5	489.2
25	660	3.00	450	3.30	600	4.50	1.5	489.2
41	670	3.65	435	4.33	520	4.60	1.3	489.2
36	650	3.00	445	3.35	560	4.40	1.5	611.2
42	680	5.40	470	6.30	575	7.20	1.3	611.2
35	735	3.45	410	3.85	590	5.40	1.6	611.2
38	720	3.05	440	3.50	560	4.70	1.5	489.2
32	650	3.10	470	3.15	600	4.60	1.5	550.2
29	650	3.10	420	3.70	620	4.60	1.5	489.2
33	790	3.55	440	4.35	630	6.00	1.7	672.2
24	600	2.90	430	3.50	530	4.40	1.5	489.2
39	680	3.70	485	4.15	570	5.50	1.5	550.2

Tableau 2-6 - Relevé de la surchauffe et de la densité de flux de chaleur aux points M_1 , M_2 et M_{12}

Lors du passage du régime de film stable au régime de film instable, on observe une nette augmentation des transferts thermiques, non considérée par Farahat, que l'on associe à l'apparition de contacts L-S (Figure 2-6, b). La densité de flux est alors multipliée par un facteur compris entre 1.3 (essais 41 et 42) et 1.7 (essai 33), ce qui

est non négligeable. Puis, lorsque la sphère se refroidit, les contacts sont de plus en plus nombreux, ce qui favorise les transferts thermiques.

La Figure 2-9 montre l'évolution de $\Delta T_{MFB,1}$ et $\Delta T_{MFB,2}$ en fonction du sous-refroidissement du liquide, ΔT_{Sub} . **$\Delta T_{MFB,2}$ présente une faible dépendance en fonction de ΔT_{Sub} tandis que $\Delta T_{MFB,1}$ augmente avec ΔT_{Sub} .** Aucune conclusion ne peut être dégagée quant à l'éventuelle influence du diamètre de la sphère, que ce soit pour $\Delta T_{MFB,1}$ ou $\Delta T_{MFB,2}$. Honda (1995) obtient des résultats identiques à ceux observés dans l'expérience de Farahat. Il constate également une augmentation de $\Delta T_{MFB,1}$ avec la vitesse de l'écoulement externe alors que $\Delta T_{MFB,2}$ reste environ constante (quels que soient ΔT_{Sub} , D ou u_∞).

Par ailleurs, la corrélation pour ΔT_{MFB} de Farahat (équation (1-7)) fournit des valeurs comprises entre $\Delta T_{MFB,1}$ et $\Delta T_{MFB,2}$ qui suivent la même tendance que $\Delta T_{MFB,1}$ (mais décalées vers des surchauffes plus faibles). Ceci confirme que l'auteur ne prend pas en compte les deux sous-régimes d'ébullition en film et utilise une valeur intermédiaire de ΔT_{MFB} pour établir sa corrélation.

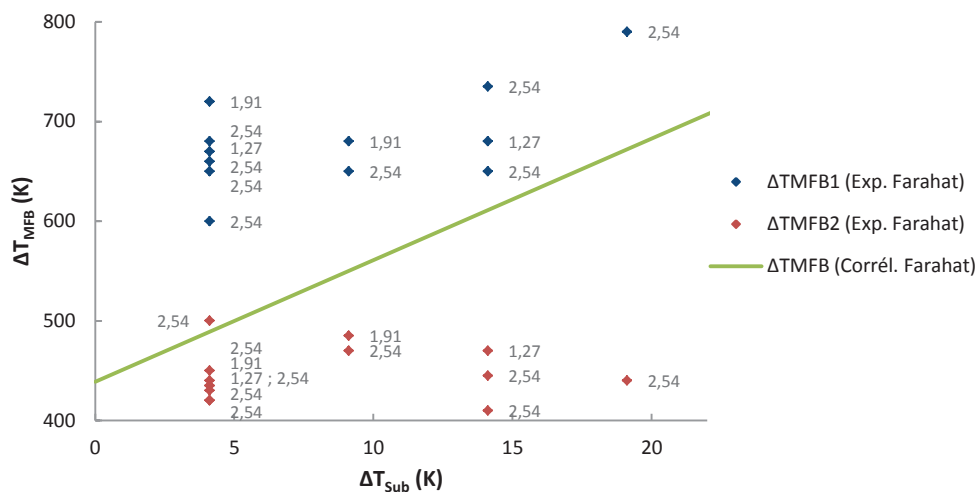


Figure 2-9 - Représentation de ΔT_{MFB} en fonction du sous-refroidissement à partir des données expérimentales (courbes brutes : $\Delta T_{MFB,1}$ et $\Delta T_{MFB,2}$) et de la corrélation de Farahat (ΔT_{MFB}) donnée par l'équation (1-7)

Les chiffres indiqués pour chaque point correspondent au diamètre de la sphère (en cm).

2.2. INFLUENCE DE DIFFÉRENTS PARAMÈTRES DE CONTRÔLE

Au cours des essais, l'influence de différents paramètres sur les transferts thermiques a été étudiée : la température initiale de la sphère, le sous-refroidissement du sodium, le diamètre de la sphère ainsi que sa profondeur d'immersion.

Remarque : dans le contexte de la présente étude, il serait également essentiel d'avoir des informations concernant l'effet de la pression et d'un écoulement externe forcé sur les transferts thermiques en ébullition en film du sodium.

2.2.1. LE DIAMÈTRE DE LA SPHÈRE (ESSAIS 24, 38 ET 41 - ESSAIS 30 ET 43)

Trois diamètres de sphère sont utilisés au cours des essais : 1.27 cm, 1.91 cm et 2.54 cm (Tableau 2-7).

Essai	D _s (cm)	T _{s,0} (K)	ΔT _{Sat,0} (K)	T _L (K)	ΔT _{Sub} (K)	h _s (cm)	t _{éb} (s)	t _{film} (s)	ΔT _{Sat} (K)	q _{exp} (10 ⁵ W/m ²)
41	1.27	2522.0	1369.8	1148.2	4.1	11.4	22.8	15.6	1009.1	4.86
38	1.91	2526.5	1374.2	1148.2	4.1	11.4	41.2	27.6	1004.2	4.36
24	2.54	2585.9	1433.7	1148.2	4.1	11.4	61.3	43	1011.7	3.64
43	1.27	2633.7	1481.4	1123.2	29.1	11.4	11.8	7.9	1034.8	10.2
30	2.54	2607.6	1455.3	1123.2	29.1	11.4	21.5	18	1038.7	6.43

Tableau 2-7 - Influence du diamètre de la sphère sur les transferts thermiques en ébullition en film

Pour les essais 41, 38 et 24 (où $\Delta T_{\text{Sub}} = 4.1$ K), on remarque que la densité de flux augmente quand le diamètre de la sphère diminue (cf. Figure 2-10).

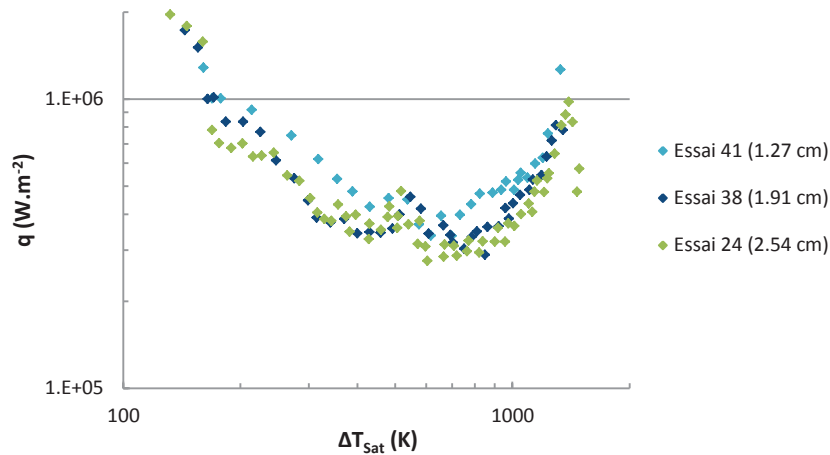


Figure 2-10 - Influence du diamètre de la sphère sur la courbe d'ébullition ($\Delta T_{\text{Sub}} = 4.1$ K)

L'effet du diamètre est plus net pour les essais 30 et 43 (Figure 2-11), pour lesquels le sous-refroidissement du sodium et la température initiale de la sphère sont plus élevés : une diminution de moitié du diamètre de la sphère contribue à augmenter la densité de flux de chaleur (d'un facteur 1.6 à $\Delta T_{\text{Sat}} = 1035$ K) et à décaler la courbe vers de plus faibles surchauffes.

Remarque : les densités de flux de chaleur obtenues en ébullition en film pour l'essai 43 semblent anormalement élevées en comparaison aux autres essais et compte tenu du sous-refroidissement important du sodium ($\Delta T_{\text{Sub}} = 29.1$ K). Farahat observe pour cet essai, ainsi que pour l'essai 30, un régime d'ébullition en film qu'il qualifie lui-même d'instable et écrit :

« The vapor film broke down more than once, giving place to transition boiling. However, it returned back after a short period of time to film boiling ».

Il paraît cependant peu probable qu'ébullition de transition et ébullition en film apparaissent de manière alternée. La description donnée par Farahat laisse davantage penser à l'existence d'un **sous-régime d'ébullition en film instable**, évoqué au paragraphe 1.2 du Chapitre 1.

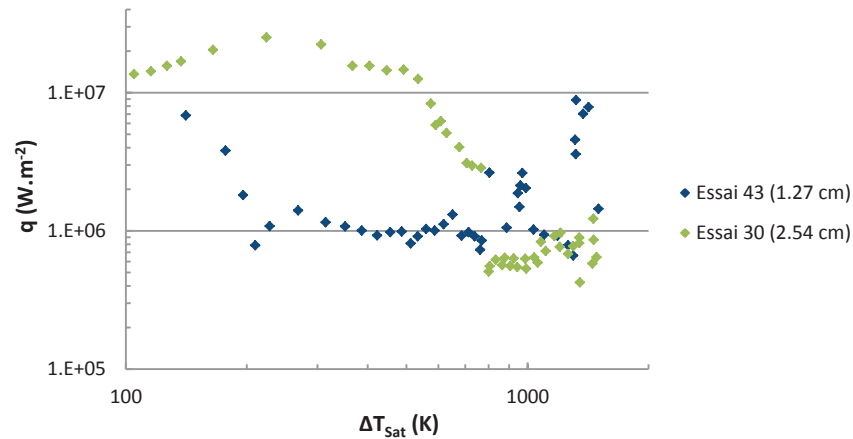


Figure 2-11 - Influence du diamètre de la sphère sur la courbe d'ébullition ($\Delta T_{\text{sub}} = 29.1 \text{ K}$)

Pour expliquer l'effet du diamètre, Farahat s'appuie sur les travaux de Hendricks et Baumeister (1969) (cf. paragraphes 3.1 et 3.4.3, Chapitre 1) qui distinguent, selon la taille de la sphère, deux cas :

- pour les sphères de petit diamètre, la densité de flux de chaleur q_{FB} est proportionnelle à $D^{-1/4}$,
- pour le cas des sphères de grand diamètre, q_{FB} est indépendante de D .

D'après le critère de Hendricks et Baumeister¹, une sphère est de petite taille si son diamètre est inférieur à 3.75 cm, ce qui est le cas pour l'ensemble des sphères utilisées dans les essais de Farahat.

Ces résultats montrent donc une dépendance, quoique faible, de la densité de flux en fonction du diamètre pour une surchauffe et un sous-refroidissement identiques. Toutefois, étant donné le peu de mesures effectuées, la tendance prédite par Hendricks et Baumeister (variation du flux en $D^{-1/4}$ pour les petites sphères) ne peut pas être vérifiée dans ces essais (même si elle semble être suivie dans les essais 41, 38 et 24).

2.2.2. LA SURCHAUFFE INITIALE DE LA SPHÈRE (ESSAIS 24 À 29)

Dans les essais 24 à 29 (pour lesquels $D = 2.54 \text{ cm}$ et $T_L = 1148.2 \text{ K}$), la température initiale de la sphère varie de 1802.6 K à 2585.9 K.

Essai	D_s (cm)	$T_{s,0}$ (K)	$\Delta T_{\text{sat},0}$ (K)	T_L (K)	ΔT_{sub} (K)	h_s (cm)	$t_{\text{éb}}$ (s)	t_{film} (s)	ΔT_{sat} (K)	q_{exp} (10^5 W/m^2)
28	2.54	1802.6	650.3	1148.2	4.1	11.4	16.8	1.5	567.6	4.53
27	2.54	2179.3	1027.0	1148.2	4.1	11.4	40.4	21.6	979.8	4.50
26	2.54	2259.3	1107.0	1148.2	4.1	11.4	43.6	25.05	1002.8	5.05
25	2.54	2418.7	1266.4	1148.2	4.1	11.4	53	36.25	1188.5	6.82
24	2.54	2585.9	1433.7	1148.2	4.1	11.4	61.3	43	1394.7	9.77
29	2.54	2585.9	1433.7	1148.2	4.1	11.4	57.4	40.15	1371.9	10.4

Tableau 2-8 - Influence de la température initiale de sphère sur les transferts thermiques en ébullition en film

¹ Selon le critère de Gunnerson, une sphère est de petite taille si son diamètre est inférieur à 2.17 cm (pour le sodium).

Malgré un écart de température de la sphère important entre tous les essais (783.3 K entre la sphère la plus froide et celle la plus chaude), aucune différence notable n'est observée au cours du refroidissement du corps chaud en régime d'ébullition en film. C'est ce que montrent les courbes de la Figure 2-12 qui représentent la densité de flux de chaleur en fonction de la surchauffe pour les essais 24 à 29.

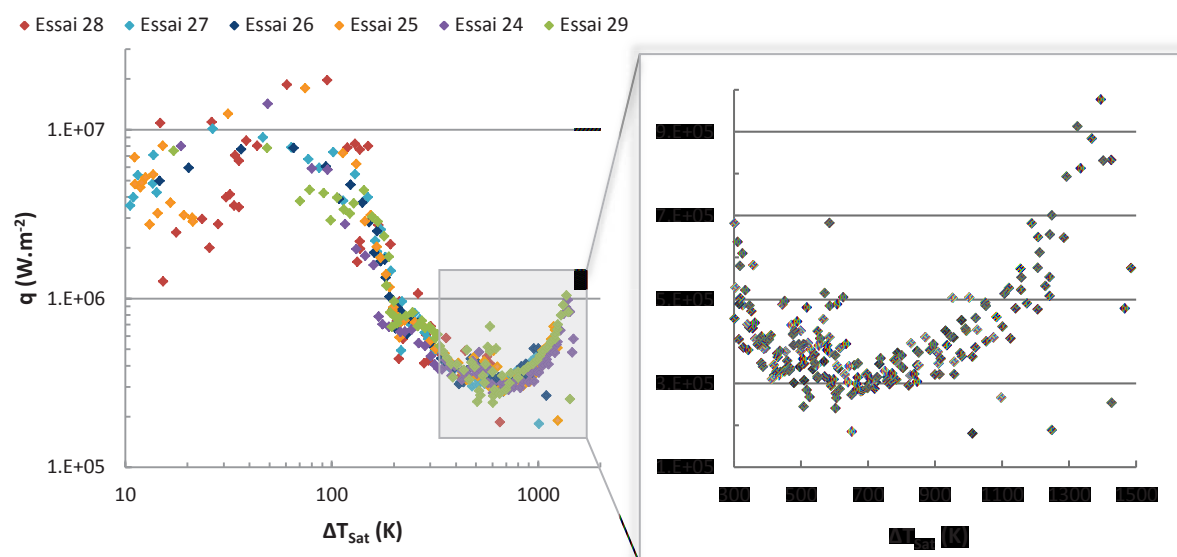


Figure 2-12 - Influence de la température initiale de sphère sur la courbe d'ébullition du sodium

$D_s = 2.54 \text{ cm}$, $T_L = 1148.2 \text{ K}$.

Sur la Figure 2-13 est représentée la distribution radiale de température à l'intérieur de la sphère évaluée pour ces mêmes essais (excepté l'essai 28) lorsque la température de sphère est proche de la température minimum d'ébullition en film, T_{MFB} (estimée à 1641.2 K, soit $\Delta T_{MFB} = 488.9 \text{ K}$ d'après la corrélation de Farahat). Le gradient de température dans la sphère est de l'ordre de 1%, quel que soit l'essai considéré. Ce comportement **quasi isotherme** de la sphère est lié à une très bonne conductivité du tantale, 20 fois supérieure à celle de l' UO_2 ¹. Si l'on calcule le nombre de Biot, rapport de la résistance au transfert thermique à l'intérieur de la sphère et en surface, on trouve $Bi \ll 1$ ² (cf. annexe 6.1).

De plus, la différence de température observée entre deux essais est d'au plus 32 K quand on se rapproche de T_{MFB} alors que les températures initiales de la sphère diffèrent de 327 K (essai 26 et 29, nœud 11).

La température initiale de la sphère n'a donc pas d'effet significatif sur les transferts thermiques en régime d'ébullition en film, ni sur le mécanisme de refroidissement de la sphère. Néanmoins, elle a un impact sur le maintien du film de vapeur et donc, sur la durée du régime d'ébullition en film. À titre d'exemple, pour l'essai 28 dans lequel T_s est initialement proche de T_{MFB} (de 1641.2 K), l'ébullition en film (resp. l'ébullition du sodium) ne dure que de 1.5 s (resp. 16.8 s), contre 43 s (resp. 61.3 s) pour l'essai 24, où la température initiale de la sphère est bien plus élevée (2585.9 K).

¹ La conductivité de l' UO_2 est de l'ordre de $2.5 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à 2500 K alors que celle du tantale est de 62 de $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ à 1800 K.

² Le coefficient de transfert thermique en ébullition en film calculé par Farahat est globalement surestimé (cf. paragraphe 3.2.3), et par conséquent, il est en de même du nombre de Biot.

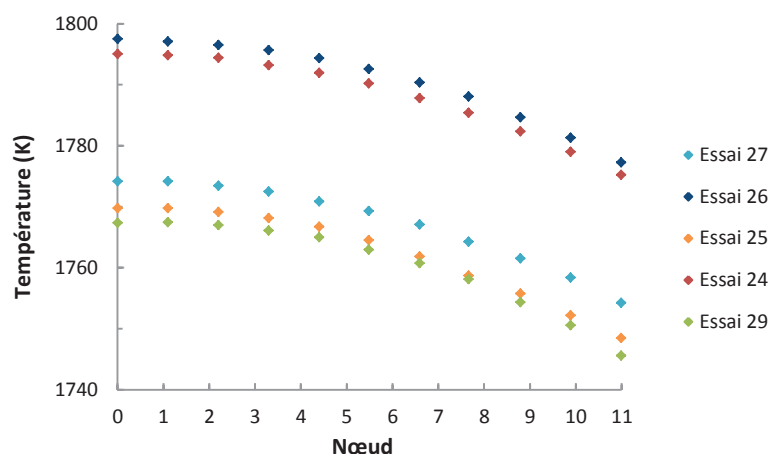


Figure 2-13 - Distribution radiale de température dans la sphère pour T_s proche de T_{MFB}

Les nœuds se réfèrent à la discrétisation spatiale du domaine de calcul effectuée lors du traitement des données expérimentales (cf. paragraphe 1.2) ; ici, $N = 11$.

2.2.3. LE SOUS-REFROIDISSEMENT DU SODIUM (ESSAIS 24, 30, 32, 33 ET 36)

On observe une influence significative du sous-refroidissement du sodium sur la courbe d'ébullition (Figure 2-14). Plus le degré de sous-refroidissement est important (il est maximal pour l'essai 30), plus la courbe est décalée vers des densités de flux élevées et des surchauffes importantes. Ce comportement est identique à celui observé pour les fluides classiques.

La chaleur cédée par la sphère à l'interface L-V sert d'une part à chauffer le liquide environnant sous-refroidi, et d'autre part à produire de la vapeur. Plus le degré de sous-refroidissement est élevé, plus la proportion de chaleur servant au chauffage est importante et plus l'énergie cédée par la paroi doit être grande pour maintenir l'ébullition en film. Les transferts thermiques conducto-convectifs et radiatifs étant fonction de la température de surface, une surchauffe de la paroi plus élevée est donc requise.

Dans les essais, au-delà d'un certain degré de sous-refroidissement (la valeur seuil est estimée entre 31.4 K et 41.4 K), l'effondrement du film de vapeur est observé à partir des relevés de pression.

Essai	D_s (cm)	$T_{s,0}$ (K)	$\Delta T_{sat,0}$ (K)	T_L (K)	ΔT_{sub} (K)	h_s (cm)	$t_{éb}$ (s)	t_{film} (s)	ΔT_{sat} (K)	q_{exp} (10^5 W/m ²)
24	2.54	2585.9	1433.7	1148.2	4.1	11.4	61.3	43	1011.7	3.64
32	2.54	2473.7	1321.4	1143.2	9.1	11.4	54.6	37	1027.2	4.65
36	2.54	2474.8	1322.5	1138.2	14.1	7.6	53.3	36.9	1027.2	4.92
33	2.54	2494.3	1342.0	1133.2	19.1	11.4	44.9	27.7	1029.2	5.36
30	2.54	2607.6	1455.3	1123.2	29.1	11.4	21.5	18	1038.7	6.43

Tableau 2-9 - Influence du sous-refroidissement du sodium sur les transferts thermiques en ébullition en film

Remarque : Farahat souligne également l'influence du sous-refroidissement sur la violence de l'ébullition de transition. En effet, pour du sodium initialement sous-refroidi entre 24.7 K et 165.6 K, une ébullition de transition qualifiée de *violente* par Farahat est observée. Les pics de pression, enregistrés par le capteur situé à 30.5 cm en-dessous de la sphère, atteignent 5.8 bar, ce qui n'est pas négligeable pour l'interaction d'une seule

sphère plongée dans un bain de sodium. Étant donné que la paroi est mise en contact avec un liquide plus froid, cela conduit à un choc thermique plus *violent*.

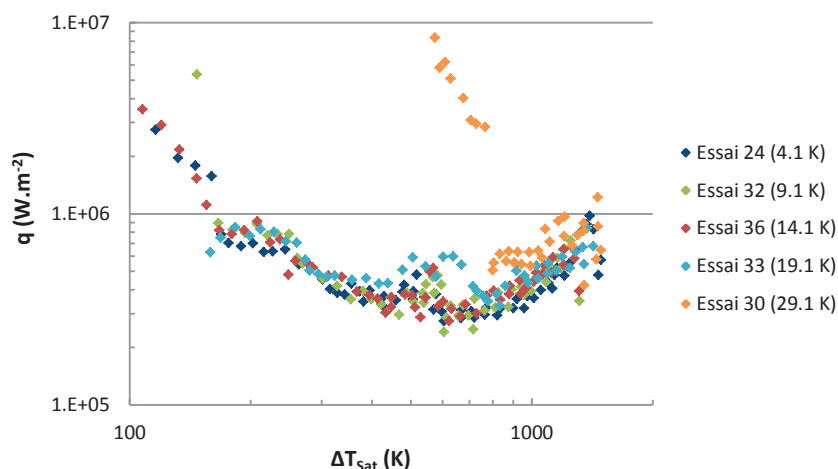


Figure 2-14 - Influence du degré de sous-refroidissement du sodium sur la courbe d'ébullition ($D_s = 2.54$ cm)

2.2.4. LA PROFONDEUR D'IMMERSION DE LA SPHÈRE (ESSAIS 35 ET 36)

La profondeur d'immersion de la sphère correspond à la hauteur de sodium entre la surface libre du bain et le centre de la sphère. Tous les essais sont effectués à une profondeur de 11.4 cm, excepté l'essai 36 dans lequel la sphère est immergée à une profondeur de 7.6 cm. Cet essai peut être comparé à l'essai 35 qui présente, hormis la profondeur d'immersion, des conditions expérimentales identiques (Tableau 2-10).

Essai	D_s (cm)	$T_{s,0}$ (K)	$\Delta T_{\text{Sat},0}$ (K)	T_L (K)	ΔT_{Sub} (K)	h_s (cm)	$t_{\text{éb}}$ (s)	t_{film} (s)	ΔT_{Sat} (K)	q_{exp} (10 ⁵ W/m ²)
36	2.54	2474.8	1322.5	1138.2	14.1	7.6	53.3	36.9	1263.5	6.70
35	2.54	2466.5	1314.2	1138.2	14.1	11.4	47.6	32	1292.5	7.14

Tableau 2-10 - Influence de la profondeur d'immersion de la sphère sur les transferts thermiques en ébullition en film

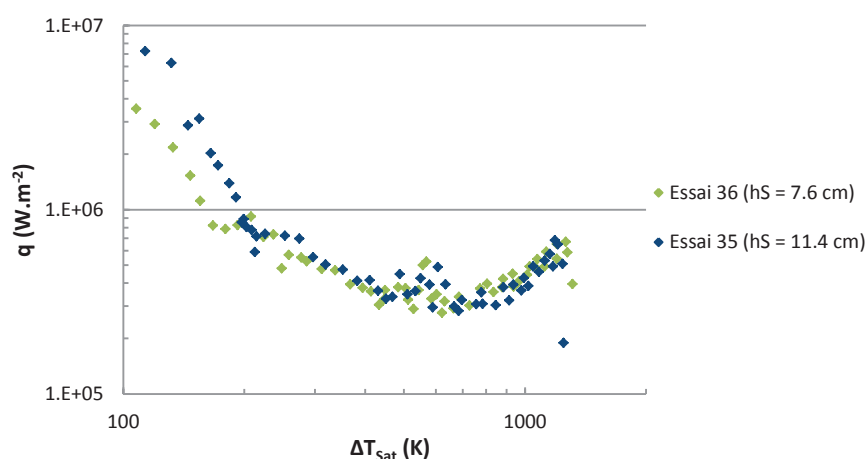


Figure 2-15 - Influence de la profondeur d'immersion de la sphère sur la courbe d'ébullition

On observe une augmentation de la densité de flux de chaleur avec la profondeur d'immersion (Figure 2-15), faible en régime d'ébullition en film (facteur 1.1), mais plus prononcée en régime d'ébullition de transition, jusqu'au flux critique (facteur 2). La comparaison de ces deux essais montre que la profondeur d'immersion n'a, dans ce cas, aucun effet significatif sur l'ébullition en film du sodium.

2.3. COMMENTAIRES

▪ Le système considéré : une sphère de tantale

Le tantale présente l'avantage d'être résistant aux hautes températures (point de fusion élevé : $T_{\text{fus,Ta}} = 3290 \text{ K}$) et à la corrosion par le sodium, d'où le choix de ce matériau pour les essais. Cependant, une sphère de tantale n'est pas représentative, de par sa taille et sa forme, du combustible fragmenté résultant :

- de la fragmentation d'un jet d' UO_2 , où la taille des fragments est de l'ordre de quelques millimètres pour l'eau (la fragmentation d'un jet d' UO_2 n'a, à notre connaissance, jamais été étudiée spécifiquement pour le cas du sodium)¹,
- de l'interaction avec le réfrigérant, pour laquelle une granulométrie fine est obtenue : les fragments ont des diamètres variant de $100 \mu\text{m}$ à quelques millimètres et présentent des formes sphériques ou cylindriques à surface lisse, mais aussi plus irrégulières et anguleuses, caractéristiques d'une fragmentation à l'état solide².

Dans les codes de simulation de l'interaction corium-réfrigérant (par exemple, MC3D), les gouttes et les fragments d' UO_2 sont modélisés par des sphères (liquides ou solides), ce qui peut justifier le choix d'une forme sphérique dans les essais. Par ailleurs, la taille relativement importante de la sphère de tantale facilite la mise en œuvre de l'expérience, réduit le biais lié à la présence de la tige de support et permet d'observer l'ébullition en film sur un temps assez long.

▪ L'hypothèse du flux de chaleur uniforme autour de la sphère

Le problème inverse de conduction de la chaleur est ici traité de manière directe. Farahat cherche à déterminer le flux de chaleur cédé par la sphère à partir de la mesure de la température au point de stagnation. À l'instant initial, seule la température du thermocouple est connue. Par ailleurs, la répartition de la température à l'intérieur de la sphère est supposée uniforme et le flux de chaleur perdu par la surface de la sphère est inconnu (les pertes radiatives sont négligées).

Farahat suppose que la température de surface de la sphère varie uniformément autour de celle-ci (cf. paragraphe 1.2) et oublie le flux conductif dans la tige de support. L'utilisation d'un modèle de conduction 1-D sphérique revient alors à considérer une densité de flux de chaleur **moyenne** cédée par la sphère **uniforme** autour de celle-ci. La mesure de température est effectuée au niveau du point d'arrêt avant, là où le film de

¹ Dans l'essai T1 de l'expérience FARO-TERMOS, qui consistait à faire chuter un jet de 100 kg d' UO_2 dans un réservoir de sodium sous-refroidi (à 663 K), des interactions énergétiques successives entre le sodium et l' UO_2 ont été observées. Des débris dont la taille est comprise entre $125 \mu\text{m}$ et 1 mm ont été obtenus. Cependant, la fragmentation du jet, à proprement parler, n'a pas été caractérisée.

² D'après les expériences de Armstrong, Mizuta et des essais CORRECT-II (Berthoud, 1992).

vapeur est le plus fin et les transferts de chaleur les plus importants. La densité de flux calculée par Farahat est donc globalement surestimée.

Dans cette démarche, Farahat décrit le flux de chaleur perdu par la sphère par des phénomènes de conduction au sein de la sphère de tantale. Cependant, les transferts thermiques sont pilotés par l'écoulement de vapeur autour du corps chaud, comme on le verra par la suite dans notre modèle (Chapitre 4).

▪ L'immersion de la sphère

La sphère de tantale est préchauffée en dehors du bain de sodium, et non directement dans le liquide. Par conséquent, durant la phase d'immersion de la sphère, on observe :

- la mise en mouvement du liquide autour de la sphère : par conséquent, il est possible que les premiers points de la courbe de refroidissement de la sphère correspondent à un **régime d'ébullition en film en convection forcée**, pouvant favoriser l'apparition de contacts L-S (cf. Chapitre 1, paragraphe 3.5),
- le refroidissement de la sphère : une fois positionnée à la profondeur souhaitée, la sphère est donc à une température $T_{s,1}$ inférieure à sa température initiale, $T_{s,0}$. De plus, son refroidissement est favorisé par l'écoulement forcé externe.

Néanmoins, étant donné le refroidissement lent de la sphère de tantale en ébullition en film et la faible vitesse d'immersion de la sphère (comprise entre 37.8 cm.s^{-1} et 74.7 cm.s^{-1}), on peut penser que ce transitoire impacte peu les mesures du régime permanent.

▪ La configuration du film de vapeur

Lors du calcul du flux de chaleur cédé par la sphère, Farahat ne tient pas compte de la configuration du film de vapeur. La présence d'un ou plusieurs dômes de vapeur à l'arrière de la sphère réduit considérablement les transferts thermiques. À partir des travaux de Hendricks et Baumeister (1969), Farahat estime que la prise en compte des transferts thermiques à travers le dôme de vapeur (couvrant, selon lui, $1/5^{\text{ème}}$ de la surface totale de la sphère) diminuerait le coefficient de transfert thermique d'ébullition en film, h_{FB} :

- de **29 %** pour h_{FB} calculé en considérant une épaisseur du film de vapeur constante,
- de **15.5 %** pour h_{FB} calculé en considérant une épaisseur du film de vapeur variable et le rayonnement.

On rappelle également **l'influence de la tige de support**, explicitée au paragraphe 1.3, qui vient perturber l'écoulement de vapeur à l'arrière de la sphère ainsi que les transferts thermiques et qui peut conduire à un collapse prématuré du film de vapeur.

Les différentes critiques formulées sont résumées sur la Figure 2-16.

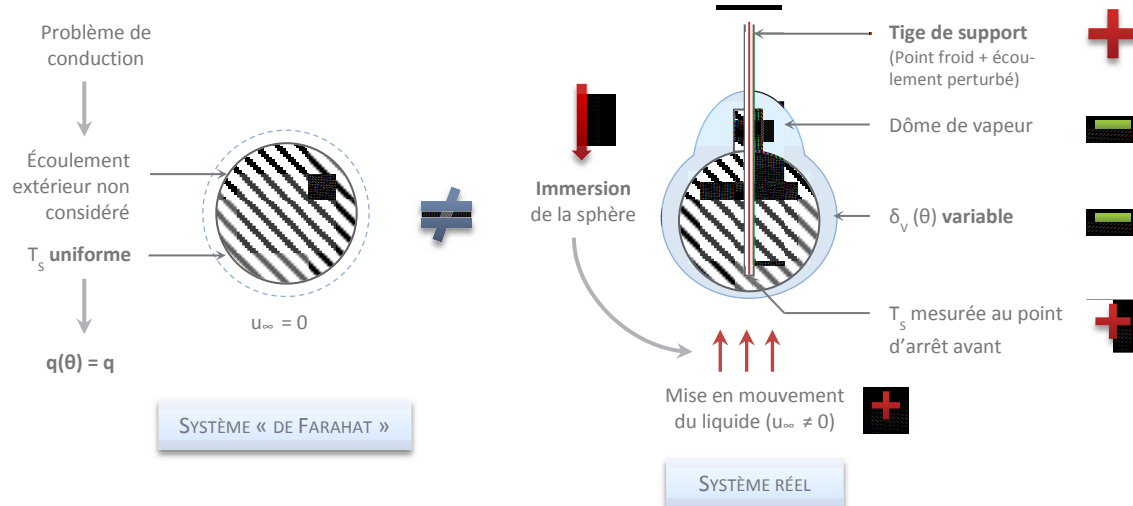


Figure 2-16 - Différences entre le système considéré par Farahat pour le calcul de q_{FB} et le système réel

Les signes « + » et « - » indiquent l'impact positif ou négatif sur les transferts de chaleur.

L'expérience de Farahat permet de mettre en évidence l'influence de certains paramètres (D , T_s , ΔT_{sub}) sur les transferts thermiques lors de l'ébullition en film du sodium autour d'une sphère. Toutefois, elle ne couvre qu'une gamme de paramètres très restreinte (absence d'écoulement externe, pression atmosphérique, faibles surchauffes, grands diamètres de sphère, ...), insuffisante dans le cadre de notre étude.

Par ailleurs, les différents biais expérimentaux identifiés, notamment concernant l'influence de la tige de support, ainsi que les commentaires formulés sur la mise en œuvre de l'expérience devront être discutés lors de la comparaison des résultats des essais aux résultats du modèle.

Enfin, deux sous-régimes d'ébullition en film du sodium, qualifiés de stable et d'instable, ont été identifiés dans ces essais en convection naturelle.

Dans la suite, le régime de film stable est étudié, tout d'abord au travers d'une analyse d'échelles (Chapitre 3), puis avec le développement d'un modèle complet d'ébullition en film (Chapitre 4) et son application (Chapitre 5), en particulier aux essais de Farahat. La transition entre les deux domaines, film stable et film instable, est également analysée (Chapitre 6).

CHAPITRE 3 ANALYSE SIMPLIFIÉE DE L'ÉBULLITION EN FILM DU SODIUM

Nous proposons dans cette partie une approche simplifiée de l'ébullition en film du sodium, qui consiste en une analyse d'échelles du problème. Elle est basée sur la théorie de couche limite et sur les principes de transferts thermiques convectifs. Elle a pour objectif de définir les nombres adimensionnels pertinents qui pilotent le mécanisme d'ébullition en film, utilisables à terme pour l'établissement de corrélations du coefficient d'échange de chaleur. Les échelles caractéristiques obtenues pour les grandeurs d'intérêt du problème, à savoir les épaisseurs des couches limites liquides et du film de vapeur, ainsi que les vitesses dans les écoulements liquide et vapeur, seront utilisées dans le Chapitre 4 afin d'adimensionnaliser les équations du modèle complet et d'en faciliter la résolution.

1. DÉMARCHE DE L'ÉTUDE

Afin de procéder à l'analyse d'échelles du problème, on s'intéresse tout d'abord au bilan d'énergie à l'interface, donné par l'équation (3-1) :

$$\lambda_V \left(\frac{\partial T_V}{\partial y} \right)_{y_{LV}} - \rho_V v(x, y_{LV}) h_{LV} = \lambda_L \left(\frac{\partial T_L}{\partial y} \right)_{y_{LV}} \quad (3-1)$$

Les termes de l'équation (3-1) représentent respectivement le flux de chaleur incident à l'interface L-V, le flux de vaporisation du liquide et le flux de chauffage du liquide. Selon le degré de sous refroidissement, la configuration du film de vapeur ainsi que la répartition du flux de chaleur est différente. On distingue deux cas extrêmes :

- **un sous-refroidissement important** du sodium : la chaleur sert majoritairement à chauffer le liquide et sa vaporisation est négligeable. Le bilan d'énergie (3-1) se réduit à :

$$\lambda_V \left(\frac{\partial T_V}{\partial y} \right)_{y_{LV}} \sim \lambda_L \left(\frac{\partial T_L}{\partial y} \right)_{y_{LV}} \quad (3-2)$$

- **un faible sous-refroidissement** du sodium : la chaleur sert majoritairement à vaporiser le liquide à l'interface et son chauffage est négligeable. Le film de vapeur sera donc potentiellement plus épais que dans le cas d'une faible production de vapeur. L'équation (3-1) se simplifie de la manière suivante :

$$\lambda_V \left(\frac{\partial T_V}{\partial y} \right)_{y_{LV}} \sim \rho_V v(x, y_{LV}) h_{LV} \quad (3-3)$$

On distingue dans cette étude les cas de la convection naturelle et de la convection forcée. L'analyse d'échelles en convection naturelle est appliquée aux essais de Farahat présentés au Chapitre 2. Les résultats obtenus, à savoir l'ordre de grandeur des densités de flux de chaleur moyennes cédées par la surface de la sphère, sont comparés aux résultats expérimentaux. Le but est de justifier de la pertinence des simplifications effectuées et de vérifier que les tendances observées expérimentalement sont retrouvées. En outre, l'analyse d'échelles permet de classer les essais selon les cas faiblement ou fortement sous-refroidis, exposés ci-dessus, l'objectif étant, à terme, de bâtir une corrélation dans chacun de ces cas à partir des nombres adimensionnels obtenus.

Aucune expérience n'existe en convection forcée pour effectuer une comparaison et valider l'analyse d'échelles en convection forcée.

2. ÉBULLITION EN FILM DU SODIUM EN CONVECTION NATURELLE

2.1. DESCRIPTION DU SYSTÈME

On s'intéresse aux transferts de chaleur et de quantité de mouvement à la surface d'une sphère, immobile, de rayon R , à la température T_s , supposée uniforme, placée dans un bain de sodium, de température T_∞ , à la pression P_∞ , sans écoulement externe imposé.

On considère une géométrie axisymétrique autour de l'axe z , axe vertical orienté vers le haut (Figure 3-1). On se place dans le système de coordonnées (x,y) , lié à la surface de la sphère, où x désigne la distance au point d'arrêt avant de la sphère et $r(x)$ la distance à la surface de la sphère. On définit $r(x)$ comme la distance d'un point de la surface de la sphère d'abscisse x à l'axe z . On note g l'accélération de la pesanteur.

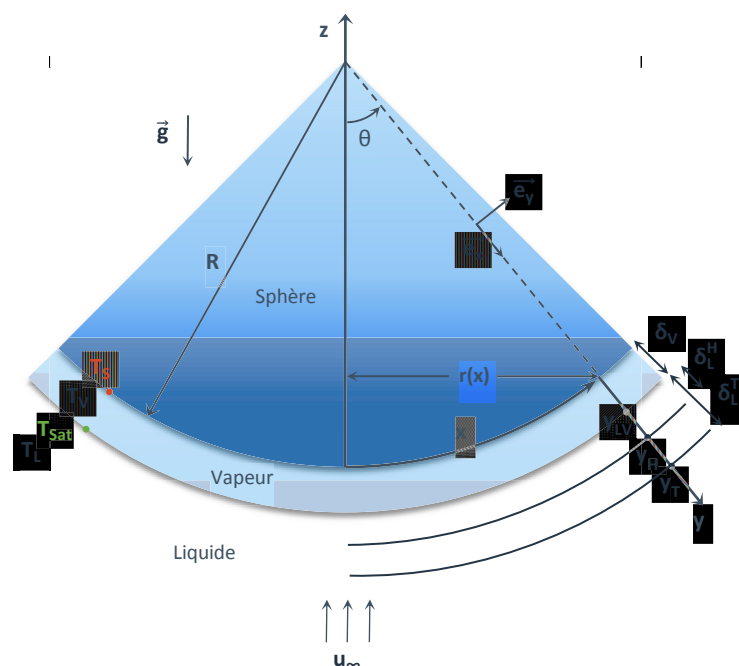


Figure 3-1 - Géométrie du problème

L'interaction entre le fluide et la structure, de températures très différentes ($T_s \gg T_L$), conduit à l'apparition d'un film de vapeur, d'épaisseur δ_v . Au voisinage du film de vapeur se développe par ailleurs une couche limite liquide (on note $\delta_L^H(x)$ l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique et $\delta_L^T(x)$ celle de la couche limite thermique), dans laquelle s'établissent les profils de température et de vitesse.

Dans le système de coordonnées (x,y) , les ordonnées des frontières entre les couches limites sont définies par :

¹ La température de la sphère est uniforme radialement si son nombre de Biot est petit devant 1 (cf. annexe 6.1).

$$\begin{cases} y_{LV}(x) = \delta_V(x) \\ y_H(x) = y_{LV}(x) + \delta_L^H(x) \\ y_T(x) = y_{LV}(x) + \delta_L^T(x) \end{cases}$$

On désigne par $u(x,y)$ la vitesse tangentielle et par $v(x,y)$ la vitesse normale de l'écoulement.

On se place au niveau du point d'arrêt avant de la sphère, en considérant que ce qui se passe à son voisinage est représentatif des transferts thermiques autour de la sphère. On suppose donc une épaisseur de film constante selon x .

Remarque : seuls les flux conducto-convectifs sont considérés et l'on ne tient pas compte, dans notre analyse, des transferts radiatifs à travers le film de vapeur (étant donnée la faible émissivité du tantale).

2.2. HYPOTHÈSES SIMPLIFICATRICES

Afin de procéder à l'analyse d'échelles du problème, on effectue un certain nombre d'hypothèses simplificatrices :

- (H1) Une fois la sphère immergée, sa température varie peu pendant le temps caractéristique de convection¹. Le problème est donc supposé quasi-statique, ce qui permet de négliger les dérivées temporelles des équations de bilans.
- (H2) La surface de la sphère est lisse, ainsi que l'interface L-V, à saturation.
- (H3) L'épaisseur des couches limites liquides et du film de vapeur est faible devant la taille de la sphère ($\delta_V \ll D$, $\delta_L^H, \delta_L^T \ll D$), de sorte que l'approximation de couche limite est valable dans ces régions : $\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \gg \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \gg \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \frac{\partial P}{\partial x} \gg \frac{\partial P}{\partial y}$.
- (H4) Le saut de pression, provoqué par le déséquilibre thermodynamique ou par la tension superficielle à l'interface L-V, est négligé de sorte que dans l'approximation de couche limite, on a, quel que soit x , $P_V(x) = P_L(x) = P_\infty(x)^2$ et $\frac{\partial P_L}{\partial x} = \frac{dP_L}{dx} = \frac{dP_e}{dx}$.
- (H5) Les variations de la température de saturation, T_{Sat} , liées aux variations de pression selon x , sont négligeables: $T_{Sat}(P) = T_{Sat}(P_\infty)$.
- (H6) Les propriétés thermophysiques du sodium sont prises constantes et uniformes. Elles sont évaluées à des températures moyennes :

¹ En convection naturelle, le temps caractéristique de convection est fonction de la vitesse de l'écoulement induit par la flottabilité : $t_{CN} = (D/g\beta_L\Delta T_L)^{1/2}$. En convection forcée, il s'exprime en fonction de la vitesse de l'écoulement à l'infini : $t_{CF} = D/u_\infty$.

² Dans l'approximation de la couche limite ($D \gg \delta$), le gradient de pression selon y est négligeable devant celui selon x : $\frac{\partial P}{\partial x} \gg \frac{\partial P}{\partial y}$,

d'où $P(x,y) = P(x)$ et $\frac{\partial P_L}{\partial x} = \frac{dP_L}{dx} = \frac{dP_e}{dx}$.

$$\begin{aligned} \gg T_L &= \frac{T_{\text{Sat}}(P_\infty) + T_\infty}{2} \text{ pour la phase liquide,} \\ \gg T_V &= \frac{T_{\text{Sat}}(P_\infty) + T_S}{2} \text{ pour la phase vapeur.} \end{aligned}$$

(H7) L'écoulement dans le film de vapeur et dans les couches limites liquides est laminaire ($Re_V, Re_L < 5.0 \cdot 10^5$) et incompressible¹.

(H8) Hors couche limite (pour $y > y_H$), le liquide est incompressible et parfait (tel que les effets de viscosité sont négligeables). L'écoulement est considéré comme potentiel et stationnaire. L'équation de Bernoulli nous permet d'écrire les relations suivantes :

$$P_e - \rho_\infty g R \cos \theta = C_0, \text{ où } C_0 \text{ est une constante} \quad (3-4)$$

$$\frac{dP_e}{dx} = -\rho_\infty g \sin \theta \quad (3-5)$$

Remarque : afin de tenir compte d'une possible influence de la convection naturelle sur l'écoulement du liquide, on distingue la masse volumique du liquide dans la couche limite, $\rho_L(T_L)$, de celle du liquide dans l'écoulement hors couche limite, $\rho_\infty = \rho_L(T_\infty)$. C'est dans le cas d'un fort sous-refroidissement du liquide que le gradient de température est le plus important et que le terme de flottabilité dans la couche limite liquide est susceptible d'intervenir. Cette distinction ne sera pas faite en convection forcée où l'écoulement imposé l'emporte sur le terme de flottabilité.

2.3. ÉQUATIONS FONDAMENTALES DU PROBLÈME

On considère les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie dans la couche limite liquide, d'une part, et dans le film de vapeur, d'autre part.

• Dans la couche limite liquide, près de la sphère

Équation de continuité :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} (r u_L) + \frac{\partial v_L}{\partial y} = 0 \quad (3-6)$$

Équation de quantité de mouvement, projetée sur x :

$$u_L \frac{\partial u_L}{\partial x} + v_L \frac{\partial u_L}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_L} \frac{dP_L}{dx} + \nu_L \frac{\partial^2 u_L}{\partial y^2} - g \sin \theta$$

Soit, en remplaçant $\frac{dP_L}{dx}$ par son expression (équation (3-5)), avec $P_L = P_e$ et en appliquant l'approximation de Boussinesq, on obtient :

$$u_L \frac{\partial u_L}{\partial x} + v_L \frac{\partial u_L}{\partial y} = \nu_L \frac{\partial^2 u_L}{\partial y^2} + g \beta_L \sin \theta \Delta T_L \quad (3-7)$$

¹ Un écoulement stationnaire peut être considéré incompressible si sa vitesse est très faible devant la vitesse du son (ie. $Ma \ll 1$).

Remarque : la variation de température considérée pour décrire la dilatation du fluide, ΔT_L , traduit bien la variation de la masse volumique entre le liquide à l'interface et le liquide à l'infini. À partir des définitions de T_L et de ΔT_L , on obtient :

$$\frac{\rho_\infty - \rho_L}{\rho_L} = -\beta_L (T_\infty - T_L) = -\frac{1}{2} \beta_L (T_\infty - T_{\text{Sat}}) = \beta_L \Delta T_L \text{ où } \beta_L \text{ est définie par : } \beta_L = -\frac{1}{\rho_L} \left(\frac{\partial \rho_L}{\partial T_L} \right)_p.$$

Équation d'énergie :

$$u_L \frac{\partial T_L}{\partial x} + v_L \frac{\partial T_L}{\partial y} = \alpha_L \frac{\partial^2 T_L}{\partial y^2} \quad (3-8)$$

▪ Dans le film de vapeur

Équation de continuité :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} (r u_v) + \frac{\partial v_v}{\partial y} = 0 \quad (3-9)$$

Équation de quantité de mouvement, projetée sur x :

$$u_v \frac{\partial u_v}{\partial x} + v_v \frac{\partial u_v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_v} \frac{dP_v}{dx} + \nu_v \frac{\partial^2 u_v}{\partial y^2} - g \sin \theta$$

Soit, en utilisant l'équation (3-5) :

$$u_v \frac{\partial u_v}{\partial x} + v_v \frac{\partial u_v}{\partial y} = \nu_v \frac{\partial^2 u_v}{\partial y^2} + \frac{\rho_L - \rho_v}{\rho_v} g \sin \theta \quad (3-10)$$

Équation d'énergie :

$$u_v \frac{\partial T_v}{\partial x} + v_v \frac{\partial T_v}{\partial y} = \alpha_v \frac{\partial^2 T_v}{\partial y^2} \quad (3-11)$$

▪ Conditions aux limites

À l'interface sphère-vapeur ($y = 0$) :

- Condition de non-glissement à la surface de la sphère et d'imperméabilité de la paroi : $u_v(x,0) = v_v(x,0) = 0$
- Continuité des températures : $T_v(x,0) = T_s(x,0)$

À l'interface L-V ($y = y_{LV}$) :

- Continuité des vitesses tangentielles : $u_v(x, y_{LV}) = u_L(x, y_{LV})$
- Continuité des températures : $T_v(x, y_{LV}) = T_L(x, y_{LV}) = T_{\text{Sat}}(P_\infty)$
- Continuité des contraintes tangentielles : $\mu_v \left(\frac{\partial u_v}{\partial y} \right)_{y_{LV}} = \mu_L \left(\frac{\partial u_L}{\partial y} \right)_{y_{LV}}$
- Conservation de la masse : $\dot{m} = \rho_v u_v(x, y_{LV}) = \rho_L u_L(x, y_{LV})$

- Conservation de l'énergie à l'interface : $\lambda_v \left(\frac{\partial T_v}{\partial y} \right)_{y_{LV}} - \rho_v v(x, y_{LV}) h_{LV} = \lambda_L \left(\frac{\partial T_L}{\partial y} \right)_{y_{LV}}$

Au-delà de la couche limite thermique ($y > y_T$) :

- $u_L(x, y) = 0$
- $T_L(x, y) = T_\infty$

2.4. ANALYSE D'ÉCHELLES

Les échelles caractéristiques à établir sont les épaisseurs des couches limites liquides, δ_L^H et δ_L^T , et du film de vapeur, δ_v , ainsi que les vitesses tangentielles et normales pour les phases liquide, u_L et v_L , et vapeur, u_v et v_v . Pour cela, on simplifie les équations de bilan décrites précédemment en donnant un ordre de grandeur de chacun des termes pour ne garder que les termes principaux et négliger les termes secondaires.

On définit la surchauffe adimensionnelle (équation (3-12)) et le sous-refroidissement adimensionnel (équation (3-13)) :

$$Sp = \frac{c_{pv} \Delta T_v}{h_{LV} Pr_v} \quad (3-12)$$

$$Sc = \frac{c_{pL} \Delta T_L}{h_{LV} Pr_L} \quad (3-13)$$

On choisit D comme échelle caractéristique selon x.

L'écoulement dans le film de vapeur est induit par la force de flottabilité, et ce quel que soit le sous-refroidissement du liquide. L'ordre de grandeur des différents termes de l'équation de la quantité de mouvement de la phase vapeur (3-10) est donné ci-après :

Force d'inertie	Force de viscosité	Force de flottabilité
$\frac{u_v^2}{D}$	$v_v \frac{u_v}{\delta_v^2}$	$\frac{\rho_L - \rho_v}{\rho_v} g$

Classiquement, on distingue deux cas : celui où la force d'inertie s'oppose à la flottabilité (cas a) et celui où la viscosité s'oppose à la flottabilité (cas b).

a. Flottabilité ~ Inertie

L'échelle de vitesse, $u_{v,a}$, est donnée par : $u_{v,a} \sim \left(\frac{\rho_L - \rho_v}{D} g D \right)^{1/2}$, soit :

$$u_{v,a} \sim \frac{v_v}{D} Ar^{1/2} \quad (3-14)$$

Où Ar est le nombre d'Archimède défini par $Ar = \frac{(\rho_L - \rho_v) g D^3}{\rho_v v_v^2}$.

b. Flottabilité ~ Viscosité

L'échelle de vitesse $u_{v,b}$ est : $u_{v,b} \sim \frac{\rho_L - \rho_v}{\rho_v} \frac{g \delta_v^2}{\nu_v}$, soit :

$$u_{v,b} \sim \frac{\nu_v}{D^3} \delta_v^2 Ar \quad (3-15)$$

Notation : l'indice a (resp. b) est utilisé pour les échelles dans le cas où Flottabilité ~ Inertie (resp. Flottabilité ~ Viscosité).

C'est l'échelle caractéristique donnant la vitesse la plus faible qui sera choisie. En effet, la flottabilité devra vaincre la force s'opposant le plus à l'écoulement de vapeur, c'est-à-dire la force la plus grande entre l'inertie et la viscosité.

Au préalable, il nous faut déterminer l'épaisseur du film de vapeur, δ_v , qui intervient dans l'expression de $u_{v,b}$. Le comportement du film de vapeur est en partie conditionné par le comportement du liquide, lui-même dépendant du sous-refroidissement. Pour un sous-refroidissement important du liquide, la chaleur cédée par la sphère est majoritairement utilisée pour chauffer le liquide environnant, au détriment de la production de vapeur. Par conséquent, le film de vapeur, de faible épaisseur, entraîne peu le liquide à l'interface. En revanche, un faible sous-refroidissement conduit à une vaporisation intense et donc à un entraînement du liquide beaucoup plus important à l'interface.

Cela nous conduit à considérer les deux cas extrêmes suivants : un sous-refroidissement important et un faible sous-refroidissement du liquide.

2.4.1. CAS 1 : FORT SOUS-REFROIDISSEMENT DU LIQUIDE (FAIBLE VAPORISATION)

Notation : l'indice 1 est utilisé pour les échelles dans le cas d'un fort sous-refroidissement.

Lorsque le sous-refroidissement du liquide est important, le flux de chaleur sert préférentiellement à chauffer le liquide. La part de vaporisation étant faible, le bilan d'énergie à l'interface se réduit à :

$$\lambda_v \frac{\Delta T_v}{\delta_{v1}} \sim \lambda_L \frac{\Delta T_L}{\delta_{L1}^T} \quad (3-2)$$

$$\text{D'où } \delta_{v1} \sim \frac{\mu_v}{\mu_L} \frac{Sp}{Sc} \delta_{L1}^T \quad (3-16)$$

L'écoulement du liquide est induit par le cisaillement à l'interface L-V. En effet, même si la convection naturelle dans le liquide peut contribuer à sa mise en mouvement, cette contribution reste négligeable en comparaison à l'entraînement du liquide par la vapeur. Lors de l'application de l'analyse d'échelles aux essais de Farahat, on a vérifié que la vitesse de convection naturelle définie par $u_{L,CN} \sim (g \beta_L \Delta T_L D)^{1/2}$ est négligeable devant la vitesse caractéristique du liquide, obtenue par la résolution du système des grandeurs caractéristiques.

La vaporisation du liquide étant faible, les vitesses tangentielles du liquide, u_{L1} , et de la vapeur, u_{v1} , sont du même ordre de grandeur (Figure 3-2) :

$$u_{L1} \sim u_{v1} \quad (3-17)$$

L'interface L-V peut alors être assimilée à une plaque chauffante à T_{Sat} défilant à la vitesse u_{v1} et entraînant le liquide. On se ramène donc au cas d'un écoulement monophasique d'un métal liquide en convection forcée (Bejan, 1995) où δ_L^H et δ_L^T sont définis par :

$$\delta_{L1}^H \sim D \text{Re}_{L1}^{-1/2} \quad (3-18)$$

$$\delta_{L1}^T \sim D \text{Re}_{L1}^{-1/2} \text{Pr}_L^{-1/2} \quad (3-19)$$

Avec Re_{L1} le nombre de Reynolds du liquide, défini par $\text{Re}_{L1} = \frac{u_{v1}D}{\nu_L}$ et Pr_L est le nombre de Prandtl du liquide,

défini par $\text{Pr}_L = \frac{\nu_L}{\alpha_L}$.

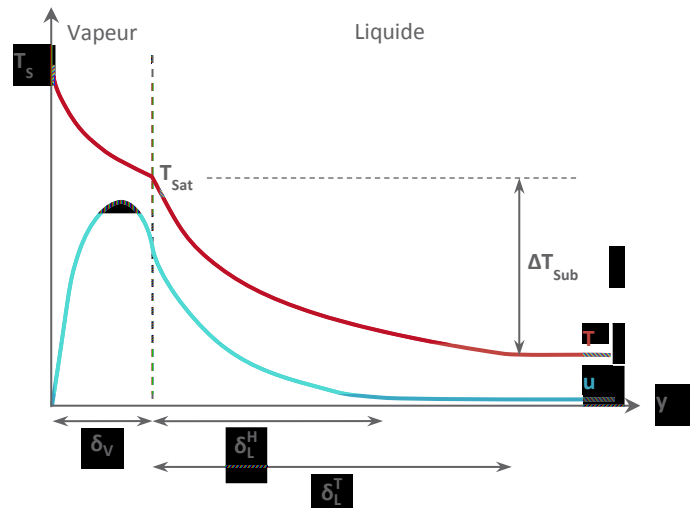


Figure 3-2 - Profil de vitesse et de température dans le film de vapeur et les couches limites liquides

Cas d'un fort sous-refroidissement du liquide, en convection naturelle, lorsque le liquide est entraîné par la vapeur à l'interface (figure inspirée de (Frederking, 1964)).

On détermine ainsi δ_{v1} à partir des relations (3-2) et (3-19).

$$\delta_{v1} \sim \left(D \frac{\alpha_L}{u_{v1}} \right)^{1/2} \frac{\mu_v}{\mu_L} \frac{Sp}{Sc} \quad (3-20)$$

Selon l'expression de u_{v1} , $u_{v1,a}$ ou $u_{v1,b}$, données par les équations (3-14) et (3-21) rappelées ci-après, on obtient les expressions (3-22) et (3-23) pour δ_{v1} .

$$u_{v,a} \sim \frac{\nu_v}{D} \text{Ar}^{1/2} \quad (3-14)$$

$$u_{v1,b} \sim \frac{(\alpha_L \nu_v)^{1/2}}{D} \frac{\mu_v}{\mu_L} \frac{Sp}{Sc} \text{Ar}^{1/2} \quad (3-21)$$

$$\delta_{v1,a} \sim D \left(\frac{\mu_v \rho_v}{\mu_L \rho_L} \right)^{1/2} \frac{Sp}{Sc} (\text{Pr}_L^2 \text{Ar})^{-1/4} \quad (3-22)$$

$$\delta_{v1,b} \sim D \left(\frac{\mu_v \rho_v}{\mu_L \rho_L} \right)^{1/4} \left(\frac{Sp}{Sc} \right)^{1/2} (\text{Pr}_L \text{Ar})^{-1/4} \quad (3-23)$$

Le rapport des deux échelles de vitesse de la vapeur, $u_{v1,b}/u_{v1,a}$, donne un critère de choix pour u_{v1} (on retient la plus faible) :

- si $\left(\frac{\mu_v \rho_v}{\mu_L \rho_L}\right)^{1/2} \frac{Sp}{Sc} Pr_L^{-1/2} \gg 1$, l'inertie l'emporte sur la viscosité et $u_{v1} = u_{v1,a}$,
- inversement, si $\left(\frac{\mu_v \rho_v}{\mu_L \rho_L}\right)^{1/2} \frac{Sp}{Sc} Pr_L^{-1/2} \ll 1$, $u_{v1} = u_{v1,b}$.

Enfin, l'équation de continuité du liquide (resp. de la vapeur) permet de déterminer l'expression de la vitesse normale, v_{L1} (resp. v_{V1}) :

$$v_{L1} \sim \frac{\delta_{L1}^H u_{L1}}{D} \quad (3-24)$$

$$v_{V1} \sim \frac{\delta_{V1} u_{V1}}{D} \quad (3-25)$$

2.4.2. CAS 2 : FAIBLE SOUS-REFROIDISSEMENT DU LIQUIDE (FORTE VAPORISATION)

Notation : l'indice 2 est utilisé pour les échelles dans le cas d'un faible sous-refroidissement.

Dans le cas d'un faible sous-refroidissement, la chaleur cédée par la sphère sert majoritairement à vaporiser le liquide à l'interface. Le bilan d'énergie à l'interface se réduit donc à :

$$\lambda_v \frac{\Delta T_v}{\delta_{v2}} \sim \rho_v v_{v2} h_{LV}$$

En utilisant l'équation de continuité (3-9), on obtient :

$$\lambda_v \frac{\Delta T_v}{\delta_{v2}} \sim \rho_v \frac{\delta_{v2} u_{v2}}{D} h_{LV}$$

L'épaisseur de film est donc définie en fonction de u_{v2} par :

$$\delta_{v2} \sim \left(v_v Sp \frac{D}{u_{v2}} \right)^{1/2} \quad (3-26)$$

Compte tenu de la production importante de vapeur, l'écoulement ascendant de la vapeur entraîne le liquide à l'interface et est donc responsable de sa mise en mouvement.

La continuité de la contrainte de cisaillement à l'interface L-V permet de déterminer u_{L2} en fonction de δ_{L2}^H :

$$\mu_v \frac{u_{v2}}{\delta_{v2}} \sim \mu_L \frac{u_{L2}}{\delta_{L2}^H}, \text{ soit :}$$

$$u_{L2} \sim \frac{\mu_v}{\mu_L} \frac{\delta_{L2}^H}{\delta_{v2}} u_{v2} \quad (3-27)$$

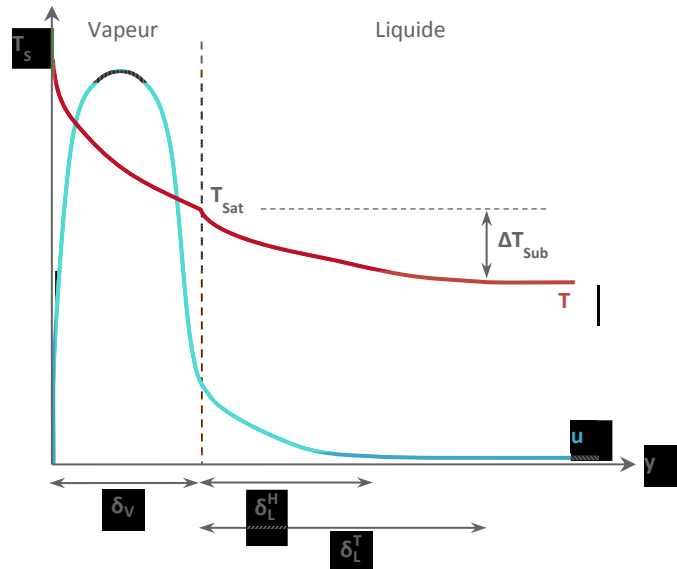


Figure 3-3 - Profil de vitesse et de température dans le film de vapeur et les couches limites liquides

Cas d'un faible sous-refroidissement du liquide en convection naturelle (figure inspirée de (Frederking, 1964)).

On se ramène alors au cas d'un écoulement monophasique d'un métal liquide en convection forcée, le long d'une plaque plane se déplaçant à la vitesse u_{L2} (Bejan, 1995). Les expressions de δ_{L2}^H et δ_{L2}^T sont données par :

$$\delta_{L2}^H \sim D Re_{L2}^{-1/2} \quad (3-28)$$

$$\delta_{L2}^T \sim D Re_{L2}^{-1/2} Pr_L^{-1/2} \quad (3-29)$$

$$\text{Avec } Re_{L2} = \frac{u_{L2} D}{\nu_L}.$$

Selon l'échelle de vitesse de la vapeur, deux cas sont à considérer :

a. si flottabilité et inertie sont du même ordre de grandeur dans le film de vapeur (soit $u_{V2} = u_{V2,a}$, équation (3-14)) :

$$\delta_{V2,a} \sim D Sp^{1/2} Ar^{-1/4} \quad (3-30)$$

$$u_{L2,a} \sim \left(\frac{\mu_V \rho_V}{\mu_L \rho_L} \right)^{1/3} \frac{\nu_V}{D} Sp^{-1/3} Ar^{1/2} \quad (3-31)$$

b. si flottabilité et viscosité dans le film de vapeur sont du même ordre de grandeur (soit $u_{V2} = u_{V2,b}$) :

$$\delta_{V2,b} \sim D Sp^{1/4} Ar^{-1/4} \quad (3-32)$$

$$u_{V2,b} \sim \frac{\nu_V}{D} Sp^{1/2} Ar^{1/2} \quad (3-33)$$

$$u_{L2,b} \sim \left(\frac{\mu_V \rho_V}{\mu_L \rho_L} \right)^{1/3} \frac{\nu_V}{D} Sp^{1/6} Ar^{1/2} \quad (3-34)$$

Le rapport des deux échelles de vitesse de la vapeur, $u_{V2,b}/u_{V2,a}$, donne un critère de choix pour u_{V2} (on rappelle que la vitesse la plus faible est choisie) :

- si $Sp^{1/2} \gg 1$, $u_{V2} = u_{V2,a}$,

- inversement, si $Sp^{1/2} \ll 1$, $u_{v2} = u_{v2,b}$.

Enfin, l'équation de continuité du liquide (resp. de la vapeur) fournit l'expression de v_{L2} (resp. v_{V2}) :

$$v_{L2} \sim \frac{\delta_{L2}^H u_{L2}}{D} \quad (3-35)$$

$$v_{V2} \sim \frac{\delta_{V2} u_{V2}}{D} \quad (3-36)$$

2.4.3. CRITÈRES DE SÉLECTION DU CAS 1 OU 2

Dans le cas 1 où le flux sert préférentiellement au chauffage du liquide, on définit le critère A suivant :

$$A = \left(\frac{\text{Flux de chauffage}}{\text{Flux de vaporisation}} \right)_{\text{cas1}} = \frac{q_{L1}}{q_{V1}} = \frac{\lambda_L \frac{\Delta T_L}{\delta_{L1}^T}}{\rho_V v_{V1} h_{LV}} \text{ avec } v_{V1} = \frac{\delta_{V1} u_{V1}}{D}$$

$$A = \frac{\rho_L \mu_L}{\rho_V \mu_V} Pr_L \frac{Sc^2}{Sp} \quad (3-37)$$

Si A est très grand devant 1, le flux de chauffage est effectivement supérieur au flux de vaporisation et la situation correspond au cas 1.

Dans le cas 2 où le flux sert essentiellement à vaporiser le liquide, on définit le critère B suivant :

$$B = \left(\frac{\text{Flux de chauffage}}{\text{Flux de vaporisation}} \right)_{\text{cas2}} = \frac{q_{L2}}{q_{V2}} = \frac{\lambda_L \frac{\Delta T_L}{\delta_{L2}^T}}{\rho_V v_{V2} h_{LV}}$$

$$B = \left(\frac{\rho_L \mu_L}{\rho_V \mu_V} \right)^{1/3} Pr_L^{1/2} \frac{Sc}{Sp^{2/3}} \quad (3-38)$$

Si B est très petit devant 1, le flux de vaporisation prédomine devant le flux de chauffage et la situation considérée correspond au cas 2.

L'adimensionnalisation des équations de bilan et des conditions aux limites fait apparaître les nombres adimensionnels à utiliser pour bâtir une corrélation de la densité de flux de chaleur cédée par la sphère en régime d'ébullition en film, q_{FB} . L'échelle caractéristique de q_{FB} est donnée par l'ordre de grandeur de la densité de flux échangée par conduction à travers le film de vapeur, soit :

$$q_{FB} \sim \frac{\lambda_V \Delta T_V}{\delta_V} \text{ d'où } Nu \sim \frac{D}{\delta_V} \quad (3-39)$$

Ainsi, on cherchera à corréler q_{FB} en fonction de $\left(\frac{\rho_L \mu_L}{\rho_V \mu_V} \right)$, $\frac{Sc}{Sp}$, Pr_L et Ar pour le cas 1 (fort sous-refroidissement) et en fonction de Ar et Sp pour le cas 2 (faible sous-refroidissement).

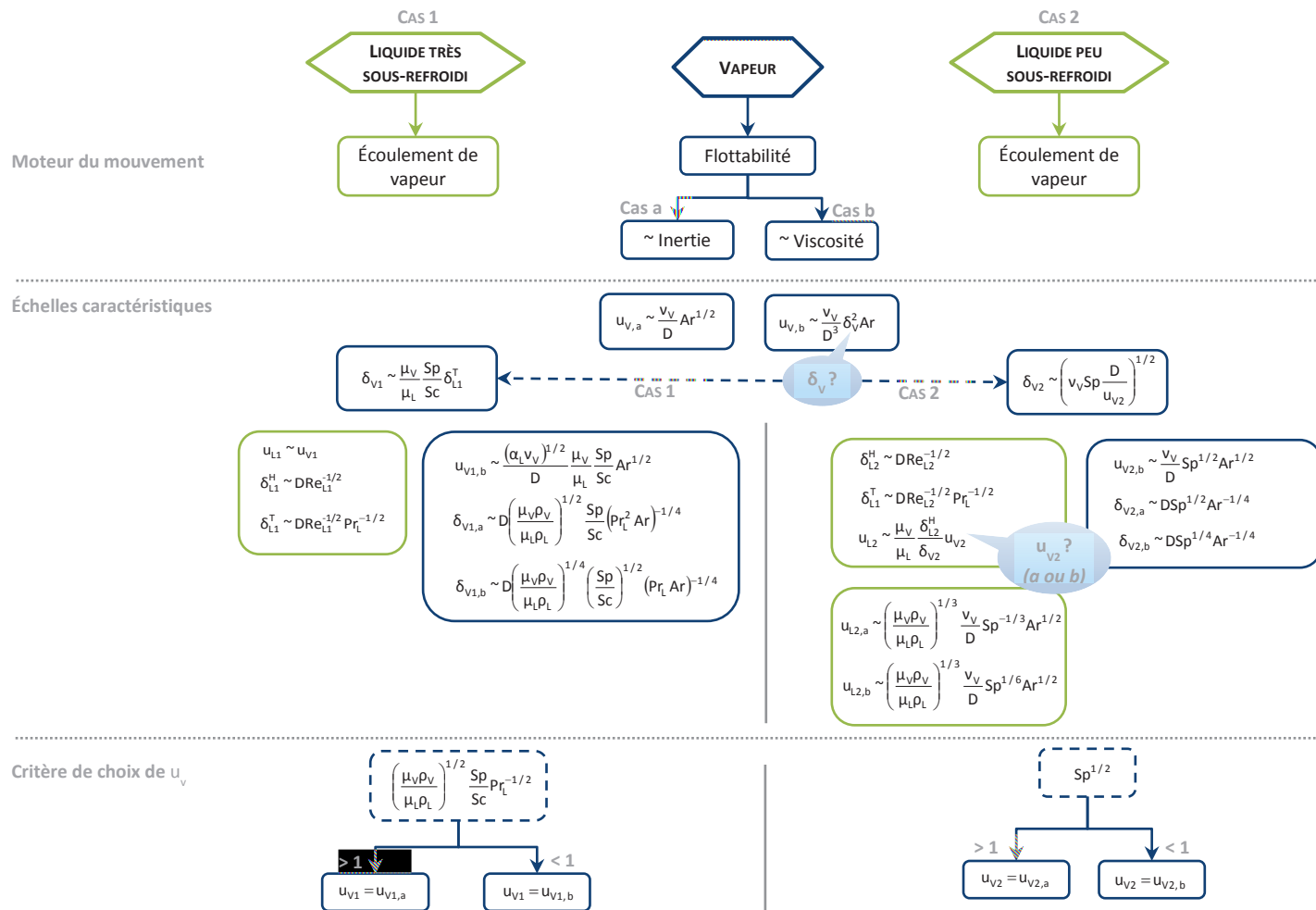


Figure 3-4 - Analyse d'échelles de l'ébullition en film en convection naturelle

3. ÉBULLITION EN FILM EN CONVECTION FORCÉE

3.1. DÉFINITION DU SYSTÈME ÉTUDIÉ ET HYPOTHÈSES SIMPLIFICATRICES

Dans le cas de la convection forcée, on considère un écoulement de sodium uniforme, ascendant, de vitesse u_∞ . La description du problème est identique à celle présentée dans la partie 2 pour le cas de la convection naturelle, de même pour les hypothèses simplificatrices. La seule différence se situe au niveau de la formulation de l'équation de Bernoulli afin de prendre en compte l'écoulement externe, u_e . Les équations (3-4) et (3-5) sont modifiées de la manière suivante :

$$P_e + \frac{1}{2} \rho_L u_e^2 - \rho_L g R \cos \theta = C_0, \text{ où } C_0 \text{ est une constante} \quad (3-40)$$

$$\frac{dP_e}{dx} = -\rho_L u_e \frac{du_e}{dx} - \rho_L g \sin \theta \quad (3-41)$$

Pour le cas d'une sphère, la vitesse de l'écoulement hors couche limite est donnée, en $y = 0$, par :

$$u_e(x) = \frac{3}{2} u_\infty \sin \theta = \frac{3}{2} u_\infty \sin \left(\frac{x}{R} \right) \quad (3-42)$$

Notons qu'aux points d'arrêt (en $\theta = 0$ ou $\theta = \pi$), la vitesse de l'écoulement est nulle.

3.2. ÉQUATIONS FONDAMENTALES DU PROBLÈME

▪ Dans la couche limite liquide, près de la sphère

Équation de continuité :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} (r u_L) + \frac{\partial v_L}{\partial y} = 0 \quad (3-43)$$

Équation de quantité de mouvement, projetée sur x :

$$\begin{aligned} u_L \frac{\partial u_L}{\partial x} + v_L \frac{\partial u_L}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho_L} \frac{dP_L}{dx} + \nu_L \frac{\partial^2 u_L}{\partial y^2} - g \sin \theta \\ u_L \frac{\partial u_L}{\partial x} + v_L \frac{\partial u_L}{\partial y} &= u_e \frac{du_e}{dx} + \nu_L \frac{\partial^2 u_L}{\partial y^2} \end{aligned} \quad (3-44)$$

Équation d'énergie :

$$u_L \frac{\partial T_L}{\partial x} + v_L \frac{\partial T_L}{\partial y} = \alpha_L \frac{\partial^2 T_L}{\partial y^2} \quad (3-45)$$

▪ Dans le film de vapeur

Équation de continuité :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} (r u_v) + \frac{\partial v_v}{\partial y} = 0 \quad (3-46)$$

Équation de quantité de mouvement, projetée sur x :

$$u_v \frac{\partial u_v}{\partial x} + v_v \frac{\partial u_v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_v} \frac{dP_v}{dx} + v_v \frac{\partial^2 u_v}{\partial y^2} - g \sin \theta$$

Soit en utilisant l'équation (3-41) :

$$u_v \frac{\partial u_v}{\partial x} + v_v \frac{\partial u_v}{\partial y} = \frac{\rho_L - \rho_v}{\rho_v} g \sin \theta + \frac{\rho_L}{\rho_v} u_e \frac{du_e}{dx} + v_v \frac{\partial^2 u_v}{\partial y^2}$$

On néglige classiquement le terme de flottabilité $\left(\frac{\rho_L - \rho_v}{\rho_v} g \sin \theta \right)$ devant $\left(\frac{\rho_L}{\rho_v} u_e \frac{du_e}{dx} \right)$. En effet, pour une sphère de 1 cm de diamètre, plongée dans un écoulement de vitesse $u_\infty = 1 \text{ m.s}^{-1}$, si l'on calcule le rapport des deux forces, on obtient :

$$\frac{g \sin \theta}{u_e \frac{du_e}{dx}} = \frac{4}{9} \frac{Rg}{u_\infty^2 \cos \theta} \approx 2.0 \cdot 10^{-2} \text{ en } \theta = 0.$$

L'équation de quantité de mouvement se réduit à :

$$u_v \frac{\partial u_v}{\partial x} + v_v \frac{\partial u_v}{\partial y} = \frac{\rho_L}{\rho_v} u_e \frac{du_e}{dx} + v_v \frac{\partial^2 u_v}{\partial y^2} \quad (3-47)$$

Équation d'énergie :

$$u_v \frac{\partial T_v}{\partial x} + v_v \frac{\partial T_v}{\partial y} = \alpha_v \frac{\partial^2 T_v}{\partial y^2} \quad (3-48)$$

▪ Conditions aux limites

À l'interface sphère-vapeur ($y = 0$) :

- $u_v(x, 0) = v_v(x, 0) = 0$
- $T_v(x, 0) = T_s(x, 0)$

À l'interface L-V ($y = y_{LV}$) :

- Continuité des vitesses tangentielles : $u_v(x, y_{LV}) = u_L(x, y_{LV})$
- Continuité des températures : $T_v(x, y_{LV}) = T_L(x, y_{LV}) = T_{\text{sat}}(P_\infty)$
- Continuité des contraintes tangentielles : $\mu_v \left(\frac{\partial u_v}{\partial y} \right)_{y_{LV}} = \mu_L \left(\frac{\partial u_L}{\partial y} \right)_{y_{LV}}$
- Conservation de la masse : $\dot{m} = \rho_v u_v(x, y_{LV}) = \rho_L u_L(x, y_{LV})$
- Conservation de l'énergie : $\lambda_v \left(\frac{\partial T_v}{\partial y} \right)_{y_{LV}} - \rho_v v(x, y_{LV}) h_{LV} = \lambda_L \left(\frac{\partial T_L}{\partial y} \right)_{y_{LV}}$

Au-delà de la couche limite :

- $u_L(x, y) = u_\infty$ pour $y > y_H$
- $T_L(x, y) = T_\infty$ pour $y > y_T$

3.3. ANALYSE D'ÉCHELLES

3.3.1. CAS 1 : FORT SOUS-REFROIDISSEMENT DU LIQUIDE (FAIBLE VAPORISATION)

Dans le cas d'un sous-refroidissement important du liquide, la vaporisation est faible et la vapeur est mise en mouvement par l'écoulement du liquide. Ce sont les échelles du liquide qui permettent de définir celles du film de vapeur.

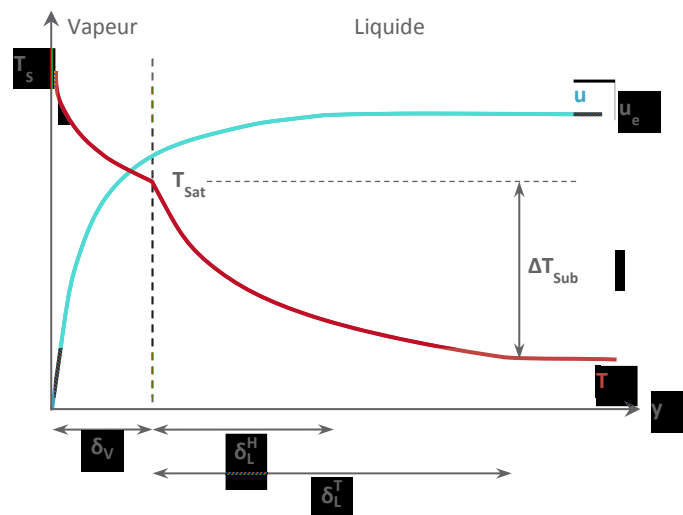


Figure 3-5 - Profil de vitesse et de température dans le film de vapeur et les couches limites liquides

Cas d'un fort sous-refroidissement du liquide en convection forcée (figure inspirée de (Boulin, 2007)).

Notation : l'indice 1 est utilisé pour les échelles dans le cas d'un fort sous-refroidissement.

▪ Définition des échelles dans la phase liquide

D'après l'équation (3-42), la vitesse de l'écoulement externe varie de 0 (au point d'arrêt) à $\frac{3}{2} u_\infty$ (au niveau de l'équateur de la sphère). On approxime donc l'échelle de vitesse tangentielle du liquide par u_∞ :

$$u_{L1} \sim u_\infty \quad (3-49)$$

L'ordre de grandeur des différents termes de l'équation de quantité de mouvement du liquide (équation (3-44)) est donné par :

Force d'inertie	Force de pression	Force de viscosité
$\frac{u_\infty^2}{D}$	$\frac{u_\infty^2}{D}$	$\nu_L \frac{u_\infty}{\delta_{L1}^2}$

Pression, inertie et viscosité sont du même ordre de grandeur, ce qui permet d'obtenir une échelle pour δ_{L1}^H :

$$\delta_{L1}^H \sim D Re_{L1}^{-1/2} \quad (3-50)$$

Où Re_{L1} est le nombre de Reynolds défini par : $Re_{L1} = \frac{u_\infty D}{\nu_L}$.

L'équation d'énergie du liquide (équation (3-45)) permet de déterminer δ_{L1}^T :

$$u_\infty \frac{\Delta T_L}{D} \sim \alpha_L \frac{\Delta T_L}{\delta_{L1}^T{}^2}, \text{ soit } \delta_{L1}^T \sim \left(\frac{\alpha_L D}{u_\infty} \right)^{1/2}$$

$$\delta_{L1}^T \sim D Pr_L^{-1/2} Re_{L1}^{-1/2} \quad (3-51)$$

Enfin, à partir de l'équation de continuité (3-43), on obtient :

$$\nu_{L1} \sim u_\infty Re_{L1}^{-1/2} \quad (3-52)$$

▪ Définition des échelles dans la phase vapeur

Les équations de bilan à l'interface permettent d'obtenir des échelles dans le film de vapeur, sa mise en mouvement étant liée au cisaillement à l'interface.

La vitesse dans la vapeur est du même ordre de grandeur que la vitesse du liquide à l'interface:

$$u_{v1} \sim u_\infty \quad (3-53)$$

Par ailleurs, dans le cas d'une faible vaporisation, la conduction gouverne le transfert thermique à l'interface. Le bilan d'énergie à l'interface se réduit donc à :

$$\lambda_v \frac{\Delta T_v}{\delta_{v1}} \sim \lambda_L \frac{\Delta T_L}{\delta_{L1}^T}$$

Soit :

$$\delta_{v1} \sim \frac{\mu_v}{\mu_L} \frac{Sp}{Sc} D Pr_L^{-1/2} Re_{L1}^{-1/2} \quad (3-54)$$

Enfin, l'équation de continuité de la vapeur (équation (3-46)) permet d'obtenir une échelle de ν_{v1} :

$$\nu_{v1} \sim \frac{\mu_v}{\mu_L} \frac{Sp}{Sc} Pr_L^{-1/2} Re_{L1}^{-1/2} u_\infty \quad (3-55)$$

3.3.2. CAS 2 : FAIBLE SOUS-REFROIDISSEMENT DU LIQUIDE (FORTE VAPORISATION)

Du fait d'une vaporisation intense du liquide, les vitesses dans le film de vapeur sont plus importantes que dans l'écoulement liquide : c'est donc l'écoulement de vapeur qui entraîne le liquide, par cisaillement à l'interface.

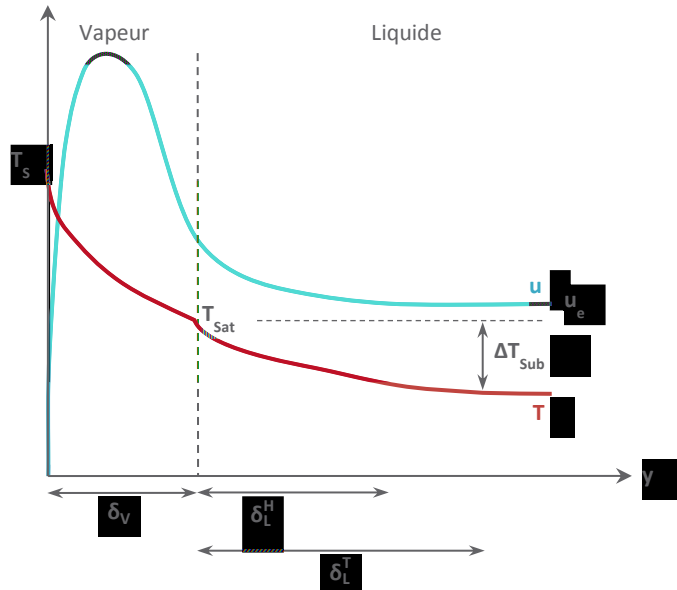


Figure 3-6 - Profil de vitesse et de température dans le film de vapeur et les couches limites liquides

Cas d'un faible sous-refroidissement du liquide en convection forcée (figure inspirée de (Boulin, 2007)).

Notation : l'indice 2 est utilisé pour les échelles dans le cas d'un faible sous-refroidissement.

▪ Définition des échelles dans la phase vapeur

Le bilan d'énergie à l'interface se réduit à (équation (3-3)) : $\lambda_v \frac{\Delta T_v}{\delta_{v2}} \sim \rho_v v_{v2} h_{LV}$.

En utilisant l'équation de continuité de la vapeur (équation (3-46)), on obtient :

$$\delta_{v2}^2 \sim \frac{v_v D}{u_{v2}} Sp \quad (3-56)$$

Par ailleurs, l'écoulement dans le film de vapeur est lié à la force de pression imposée par l'écoulement extérieur. À partir de l'équation de quantité de mouvement dans la vapeur (3-47), on obtient les ordres de grandeur suivants pour chacun des termes :

Force d'inertie	Force de pression	Force de viscosité
$\frac{u_{v2}^2}{D}$	$\frac{\rho_L}{\rho_v} \frac{u_\infty^2}{D}$	$\nu_L \frac{u_{v2}}{\delta_{v2}^2}$

La force de pression est soit du même ordre de grandeur que la force d'inertie, soit du même ordre de grandeur que la force de viscosité.

Le rapport des deux forces, inertie et viscosité, conduit à : $\frac{\text{Inertie}}{\text{Viscosité}} \sim Sp$.

Notation : l'indice a (resp. b) est utilisé pour les échelles dans le cas où pression et inertie (resp. viscosité) sont du même ordre de grandeur.

- a. Si $Sp \gg 1$, pression et inertie sont du même ordre de grandeur. On obtient :

$$u_{V2,a} \sim \frac{v_V}{D} \text{Re}_{V2,a} \quad (3-57)$$

$$\delta_{V2,a} \sim D \text{Sp}^{1/2} \text{Re}_{V2,a}^{-1/2} \quad (3-58)$$

$$\text{Où } \text{Re}_{V2,a} = \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{1/2} \frac{u_\infty D}{v_V}$$

En utilisant l'équation (3-46), on accède à :

$$v_{V2,a} \sim \frac{v_V}{D} \text{Sp}^{1/2} \text{Re}_{V2,a}^{1/2} \quad (3-59)$$

b. Si $\text{Sp} \ll 1$, pression et viscosité sont du même ordre de grandeur. On obtient des expressions identiques à $u_{V2,a}$, $v_{V2,a}$ et $\delta_{V2,a}$ pour le cas b ($u_{V2,b}$, $v_{V2,b}$ et $\delta_{V2,b}$) avec : $\text{Re}_{V2,b} = \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{1/2} \frac{u_\infty D}{v_V} \text{Sp}^{1/2}$.

▪ Définition des échelles dans la phase liquide

Près de l'interface L-V, les contraintes visqueuses permettent la mise en mouvement de la phase liquide. Dans le cas 2, comme $u_{L2} \gg u_\infty$, les forces d'inertie l'emportent sur les forces de pression :

$$\frac{\text{Inertie}}{\text{Pression}} \sim \left(\frac{u_{L2}}{u_\infty} \right)^2$$

Les forces d'inertie et de viscosité sont donc du même ordre de grandeur, soit $u_{L2} \sim v_L \frac{D}{\delta_{L2}^H}$.

De plus, le liquide est entraîné par la vapeur à l'interface :

$$\mu_V \frac{u_{V2}}{\delta_{V2}} \sim \mu_L \frac{u_{L2}}{\delta_{L2}^H}$$

On en déduit donc l'expression des échelles pour u_{L2} et δ_{L2}^H :

$$u_{L2} \sim \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{2/3} \left(\frac{\mu_V}{\mu_L} \right)^{4/3} \frac{v_L}{D} \text{Sp}^{-1/3} \text{Re}_{V2} \quad (3-60)$$

$$\delta_{L2}^H \sim D \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{1/3} \left(\frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{2/3} \text{Sp}^{1/6} \text{Re}_{V2}^{-1/2} \quad (3-61)$$

L'équation de continuité du liquide (équation (3-43)) permet de déterminer v_{L2} :

$$v_{L2} \sim \frac{v_L}{D} \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{1/3} \left(\frac{\mu_V}{\mu_L} \right)^{2/3} \text{Sp}^{-1/6} \text{Re}_{V2}^{1/2} \quad (3-62)$$

Enfin, à partir de l'équation de conservation de l'énergie (équation (3-45)), on obtient δ_{L2}^T :

$$u_{L2} \frac{\Delta T_L}{D} \sim \alpha_L \frac{\Delta T_L}{\delta_{L2}^T}$$

$$\text{Soit } \delta_{L2}^T \sim D \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{1/3} \left(\frac{\mu_L}{\mu_V} \right)^{2/3} \text{Sp}^{1/6} \text{Pr}_L^{-1/2} \text{Re}_{V2}^{-1/2} \quad (3-63)$$

3.3.3. CRITÈRE DE SÉLECTION DU CAS 1 OU 2

De manière analogue au cas de la convection naturelle au paragraphe 2.4.3, on peut établir les deux critères, A (cas 1) et B (cas 2), définis de la manière suivante :

$$A = \left(\frac{\text{Flux de chauffage}}{\text{Flux de vaporisation}} \right)_{\text{cas1}} = \frac{q_{L1}}{q_{V1}} = \frac{\lambda_L \frac{\Delta T_L}{\delta_{L1}^T}}{\rho_V v_{V1} h_{LV}} \text{ soit :}$$

$$A = \frac{\mu_L \rho_L}{\mu_V \rho_V} \frac{Sc^2}{Sp} Pr_L \quad (3-64)$$

$$B = \left(\frac{\text{Flux de chauffage}}{\text{Flux de vaporisation}} \right)_{\text{cas2}} = \frac{q_{L2}}{q_{V2}} = \frac{\lambda_L \frac{\Delta T_L}{\delta_{L2}^T}}{\rho_V v_{V2} h_{LV}} \text{ soit :}$$

$$B = \left(\frac{\mu_L \rho_L}{\mu_V \rho_V} \right)^{1/3} \frac{Sc}{Sp^{2/3}} Pr_L^{1/2} \quad (3-65)$$

Si $A \gg 1$, la situation correspond au cas 1 et si $B \ll 1$, on est dans le cas 2.

De même qu'en convection naturelle, l'adimensionnalisation des équations de bilan et des conditions aux limites permet d'obtenir les nombres adimensionnels pertinents à utiliser pour établir une corrélation de q_{FB} . On pourra corréler q_{FB} en fonction de $\frac{\mu_L}{\mu_V}$, $\frac{Sc}{Sp}$, Pr_L et Re_{L1} dans le cas 1 (fort sous-refroidissement) et en fonction de Sp et Re_{V2} dans le cas 2 (faible sous-refroidissement).

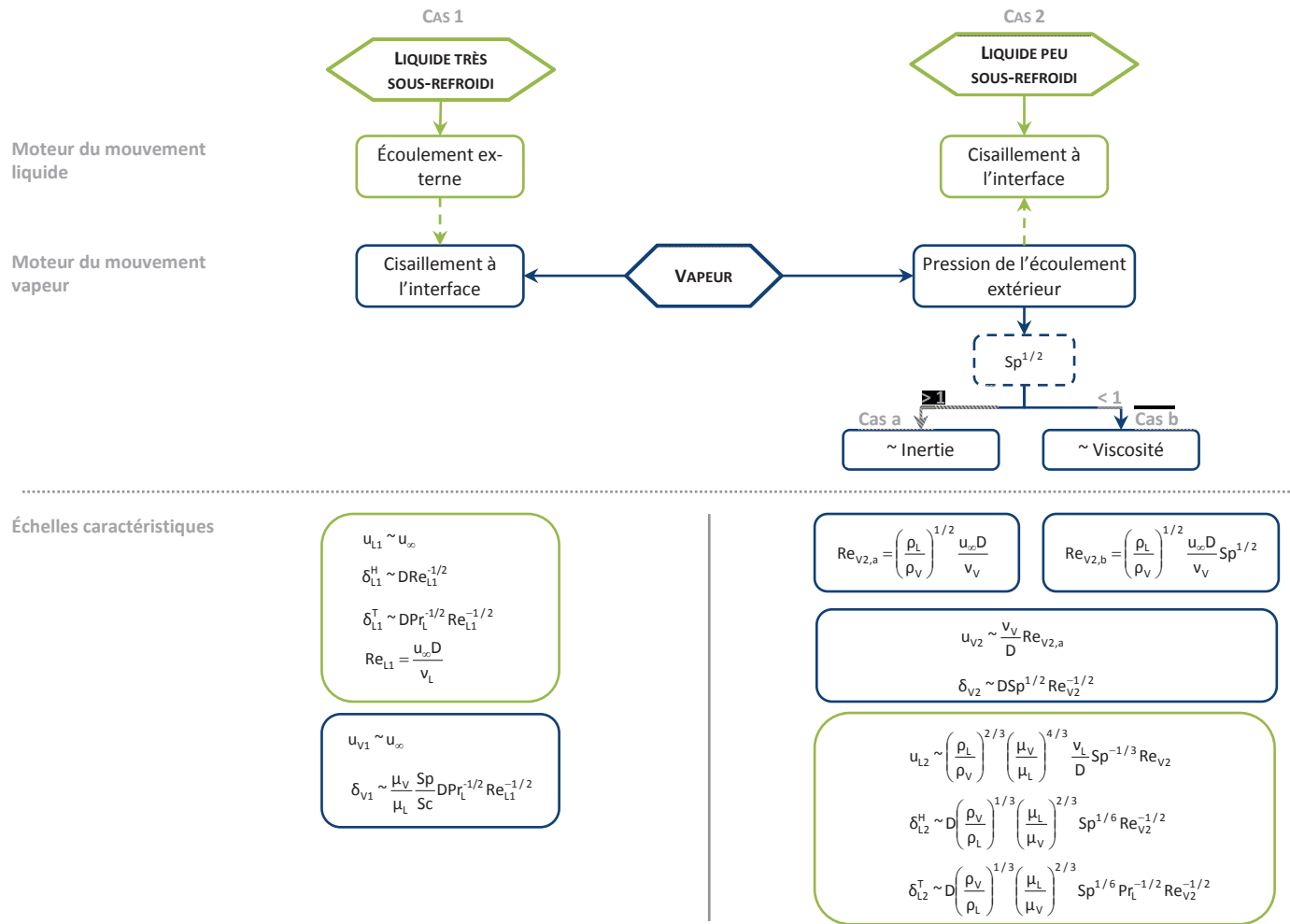


Figure 3-7 - Analyse d'échelles de l'ébullition en film en convection forcée

4. APPLICATION À L'EXPÉRIENCE DE FARAHAT

L'analyse d'échelles en convection naturelle est appliquée aux essais de Farahat (1971). Les résultats sont comparés aux densités de flux expérimentales. On choisit de considérer la valeur maximale de la densité de flux relevée sur les courbes d'ébullition en film (cf. annexe 5), notée $q_{\max, \exp}$. Celle-ci représente la chaleur cédée par la sphère, à la fois par conduction à travers le film de vapeur mais également par rayonnement. Pour être plus précis dans notre comparaison entre approche simplifiée et expérience, on choisit de retrancher la contribution du rayonnement au transfert thermique total :

$$q_{SV, \exp} = q_{\max, \exp} - q_r \quad (3-66)$$

q_r est évaluée à partir de la formulation de Sakurai pour le transfert radiatif tel que $q_r = J h_r \Delta T_{\text{Sat}}$. h_r est donné par l'équation (1-25) et J par les équations (1-26) et (1-27), rappelées ci-après :

$$h_r = \frac{\sigma_{SB}}{\frac{1}{\epsilon_s} + \frac{1}{\alpha_L} - 1} \frac{T_s^4 - T_{\text{Sat}}^4}{\Delta T_{\text{Sat}}} \quad (1-25)$$

$$J = F + \frac{1 - F}{1 + 1.4 \frac{h_{SV, \exp}}{h_r}} \quad (1-26)$$

$$F = (1 - 0.25 \exp(-0.13 Sp)) \exp \left(-0.64 \left(\left(\frac{\rho_v \mu_v}{\rho_L \mu_L} \right)^{1/2} \right)^{-0.60} Pr_L^{-0.45} Sp^{-0.73} (Sc Pr_L)^{1.1} \right) \text{ si } F \geq 0.19 \quad (1-27)$$

$$F = 0.19 \text{ si } F < 0.19$$

Les coefficients d'échange et les densités de flux de chaleur évalués sont indiqués dans le Tableau 3-1. La contribution du rayonnement représente 8.9 % (essai 39) à 15.0 % (essai 24) de $q_{\max, \exp}$. On remarque que le coefficient J , compris entre 0.63 et 0.74, est légèrement inférieur au coefficient défini par Bromley, pris constant et égal à 0.75 (J est par contre bien plus faible lorsque le sous-refroidissement est de 29.1 K, dans les essais 43 et 30).

La détermination du coefficient J nécessite la connaissance de $h_{SV, \exp}$ que l'on cherche précisément à déterminer. Dans nos calculs (Tableau 3-1), nous avons supposé $h_{SV, \exp} = h_{\max, \exp} - h_r$. Après avoir déterminé une première valeur de J , notée J_1 , on réitère le calcul en considérant $h_{SV, \exp} = h_{\max, \exp} - J_1 h_r$. On obtient un coefficient J_2 , dont l'écart avec J_1 est compris entre 0.07 % et 2.56 % dans les essais de Farahat (avec $J_2 < J_1$). En première approximation, il est donc acceptable de considérer $h_{SV, \exp} = h_{\max, \exp} - h_r$. Par ailleurs, $q_{\max, \exp}$ est très certainement surestimée de par les nombreux biais expérimentaux identifiés au Chapitre 2 (paragraphes 1.3 et 2.3) ; il en est de même pour $q_{SV, \exp}$. Si $q_{\max, \exp}$ est corrigée de l'effet de la tige à partir de la corrélation d'Häbeler, J_{tige} est alors 1.84 % à 15.25 % plus élevé que J_1 . On retiendra donc que les transferts thermiques radiatifs (q_r) seraient sous-estimés et les transferts conducto-convectifs ($q_{SV, \exp}$) surestimés dans cette approche.

Remarque : dans l'essai 28, à faible surchauffe, et les essais 43 et 30, présentant un sous-refroidissement élevé, le régime d'ébullition en film stable n'a pas clairement été identifié sur les courbes d'ébullition expérimentales (cf. annexe 5). De plus, étant donnée la courte durée du régime d'ébullition en film dans l'essai 28 (1.5 s, d'après Farahat), il n'est pas certain que l'on puisse observer un film de vapeur établi. Les valeurs de $q_{\max, \exp}$ relevées sur les courbes de Farahat pourraient appartenir au sous-régime d'ébullition en film instable (points « chaotiques » à surchauffe élevée, notamment dans l'essai 43 où $q_{\max, \exp}$ semble anormalement élevée). Aussi, il est nécessaire de rester prudent face à l'interprétation de leurs résultats.

Essai	T _s K	ΔT _{Sub} K	h _{max,exp} W.m ⁻² .K ⁻¹	h _r W.m ⁻² .K ⁻¹	F -	J -	h _{SV,exp} W.m ⁻² .K ⁻¹	q _{max,exp} 10 ⁴ W.m ⁻²	q _r 10 ⁴ W.m ⁻²	q _{SV,max} 10 ⁴ W.m ⁻²	q _r /q _{max,exp} (%)
28	1719.8	4.1	798.3	52.5	0.61	0.63	765.3	45.31	1.87	43.44	4.1
27	2132.0	4.1	459.7	88.9	0.66	0.71	396.4	45.04	6.21	38.84	13.8
26	2155.0	4.1	503.3	91.4	0.67	0.71	438.4	50.47	6.52	43.96	12.9
25	2340.7	4.1	573.7	113.2	0.68	0.73	491.3	68.18	9.80	58.39	14.4
41	2386.2	4.1	616.6	119.1	0.68	0.73	529.7	76.09	10.73	65.36	14.1
36	2415.8	14.1	530.2	122.2	0.47	0.57	460.9	66.99	8.76	58.24	13.1
42	2432.8	14.1	684.5	124.5	0.48	0.55	616.3	87.66	8.74	78.91	10.0
35	2444.8	14.1	552.6	126.2	0.48	0.57	480.7	71.42	9.28	62.14	13.0
38	2446.1	4.1	628.2	127.1	0.69	0.74	534.6	81.28	12.10	69.17	14.9
32	2451.7	9.1	596.0	127.5	0.58	0.65	513.6	77.44	10.71	66.74	13.8
29	2524.2	4.1	757.5	138.2	0.69	0.74	655.9	103.92	13.94	89.98	13.4
33	2526.3	19.1	610.8	137.2	0.41	0.51	541.0	83.93	9.58	74.34	11.4
24	2547.0	4.1	700.7	141.6	0.69	0.74	595.7	97.72	14.64	83.08	15.0
39	2552.1	9.1	1006.8	141.9	0.59	0.63	917.2	140.93	12.54	128.39	8.9
43	2571.8	29.1	5526.7	143.0	0.28	0.30	5484.3	784.54	6.02	778.52	0.8
30	2610.7	29.1	837.5	148.9	0.29	0.38	780.3	122.14	8.34	113.80	6.8
Min.			459.7	52.5	0.28	0.30	396.4	45.04	1.87	38.84	0.8
Max.			5526.7	148.9	0.69	0.74	5484.3	784.54	14.64	778.52	15.0

Tableau 3-1 - Évaluation de la contribution du rayonnement dans les essais de Farahat

L'émissivité du sodium est constante pour l'ensemble des essais : $\epsilon_{Na} = 0.11$. L'émissivité du tantale est comprise entre 0.20 (essai 28) et 0.31 (essai 30) - cf. annexe 2.1.

Pour chaque essai, les critères A et B sont calculés afin de classer les essais selon les deux cas distingués dans l'analyse¹ (Tableau 3-2) : le cas 1, dans lequel le chauffage du liquide prévaut sur sa vaporisation ($A \gg 1$) et le cas 2, dans lequel la production de vapeur est très importante devant la part de chauffage du liquide ($B \ll 1$). On évalue alors les densités de flux de chauffage du liquide, q_L , et de vaporisation, q_v , ainsi que leur somme, $q = q_L + q_v$, dans le cas sélectionné. q est comparée à la densité de flux expérimentale maximale cédée par la sphère, $q_{SV,max}$, afin de juger de la pertinence de l'analyse d'échelles (Tableau 3-3 et Tableau 3-4).

D'après les valeurs de A et B données dans le Tableau 3-2, 8 essais correspondent au cas d'un sous-refroidissement élevé (cas 1 : essais 28, 36, 42, 35, 32, 33, 39 et 30)² où viscosité et flottabilité sont du même ordre de grandeur (cas b) avec :

- $A \gg 1$: 33.8 (essai 28) $\leq A \leq 765.7$ (essai 30),
- $B \text{ non } \ll 1$: 1.2 (essai 28) $\leq B \leq 4.7$ (essai 30).

¹ Au préalable, les hypothèses de l'analyse d'échelles ont été vérifiées.

² On exclut l'essai 43 pour lequel la densité de flux maximale relevée sur la courbe de Farahat semble anormalement élevée.

Essai	A	B	Cas	Essai	A	B	Cas
28	33.8	1.2	Cas 1	38	16.7	0.7	Interm.
27	21.1	0.9	Interm.	32	81.9	1.6	Cas 1
26	20.7	0.8	Interm.	29	15.9	0.7	Interm.
25	18.0	0.8	Interm.	33	345.2	3.2	Cas 1
41	17.4	0.7	Interm.	24	15.7	0.7	Interm.
36	201.4	2.5	Cas 1	39	77.0	1.5	Cas 1
42	199.2	2.5	Cas 1	43	783.1	4.8	(Cas 1)
35	197.6	2.5	Cas 1	30	765.7	4.7	Cas 1

Tableau 3-2 - Détermination des coefficients A et B pour la sélection du cas (1, 2 ou intermédiaire) dans les essais de Farahat

Pour ces essais, l'analyse d'échelles fournit un ordre de grandeur satisfaisant de la densité de flux de chaleur expérimentale (Tableau 3-3). On trouve :

$$0.7 \text{ (essai 39)} \leq \frac{q_1}{q_{SV,exp}} \leq 1.6 \text{ (essais 33, 35, 36)}.$$

L'analyse d'échelles du cas 1 a tendance à surestimer q_{L1} (excepté pour les essais 28 et 39). En effet, dans notre approche, nous avons considéré $u_{L1} \sim u_{V1}$, ce qui conduit à surestimer la valeur de u_{L1} (donc de Re_{L1}) et à sous-estimer celle de δ_L^T , qui varie en fonction de $Re_{L1}^{-1/2}$. Par conséquent, q_{il} est surestimée.

Dans le cas 2, q_{V2} aurait également tendance à être surestimée. En effet, v_{V2} varie en fonction de $u_{V2}^{1/2}$ et u_{V2} surestime la vitesse à l'interface L-V considérée pour le calcul du flux de vaporisation. Aussi, v_{V2} et q_{V2} sont surestimées.

Essai	q_{L1}	q_{V1}	q_1	$q_1/q_{SV,exp}$
28	33.1	1.0	34.0	0.8
36	95.2	0.5	95.6	1.6
42	114.0	0.6	114.6	1.5
35	96.4	0.5	96.9	1.6
32	77.6	0.9	78.6	1.2
33	116.3	0.3	116.6	1.6
39	87.0	1.1	88.1	0.7
43	174.1	0.2	174.3	0.2
30	148.7	0.2	148.9	1.3

Tableau 3-3 - Cas 1 des essais de Farahat : comparaison des densités de flux de chaleur évaluées à partir de l'analyse d'échelles (q_{L1} , q_{V1} et $q_1 = q_{L1} + q_{V1}$) avec les résultats expérimentaux ($q_{SV,exp}$)

Les densités de flux, q , sont exprimées en 10^4 W.m^{-2} .

Les autres essais sont intermédiaires entre le cas 1 et le cas 2 (Tableau 3-4) avec :

- A non $\gg 1$: $15.7 \text{ (essai 24)} \leq A \leq 21.1 \text{ (essai 27)}$,
- B non $\ll 1$: $0.7 \text{ (essai 24, 29, 38, 41)} \leq B \leq 0.9 \text{ (essai 27)}$.

Dans tous ces essais, le sodium est initialement proche de la saturation ($\Delta T_{\text{Sub}} = 4.1 \text{ K}$), ce qui favorise la vaporisation du liquide à l'interface L-V. Dans l'essai 28, qui relève davantage du cas 1, bien que le degré de sous-refroidissement soit faible (4.1 K), la température de la sphère n'est pas suffisante pour que la production de vapeur soit très importante. Pour les cas intermédiaires, l'ordre de grandeur de la densité de flux de chaleur prédite par les échelles des cas 1 et 2 reste correct :

$$0.6 \text{ (essai 29)} \leq \frac{q_1}{q_{\text{SV,exp}}} \leq 1.2 \text{ (essai 27)} \text{ et } 0.5 \text{ (essais 29 et 24)} \leq \frac{q_1}{q_{\text{SV,exp}}} \leq 1.0 \text{ (essai 27)}.$$

Essai	Cas 1				Cas 2			
	q_{L1}	q_{V1}	q_1	$q_1/q_{\text{SV,exp}}$	q_{L2}	q_{V2}	q_2	$q_2/q_{\text{SV,exp}}$
27	44.5	2.1	46.6	1.2	17.7	20.8	38.5	1.0
26	45.1	2.2	47.3	1.1	17.8	21.1	38.9	0.9
25	49.6	2.8	52.3	0.9	18.2	24.1	42.3	0.7
41	60.2	3.5	63.7	1.0	21.7	29.5	51.2	0.8
38	55.9	3.3	59.2	0.9	19.7	27.6	47.4	0.7
29	53.8	3.4	57.2	0.6	18.3	26.6	44.9	0.5
24	54.3	3.5	57.8	0.7	18.3	26.8	45.0	0.5

Tableau 3-4 - Cas intermédiaires des essais de Farahat : comparaison des densités de flux de chaleur évaluées à partir de l'analyse d'échelles (q_L , q_V et $q = q_L + q_V$) avec les résultats expérimentaux ($q_{\text{SV,exp}}$)

Les densités de flux, q , sont exprimées en 10^4 W.m^{-2} .

Pour les essais fortement sous-refroidis (essais 30 et 43, $\Delta T_{\text{Sub}} = 29.1 \text{ K}$), la vaporisation est extrêmement faible en comparaison au chauffage du liquide (A, rapport entre q_{L1} et q_{V1} , est de 765.7 pour l'essai 30 et de 783.1 pour l'essai 43). Cela confirme que le sodium est un piège froid qui diffuse rapidement la chaleur.

Gardons à l'esprit les biais expérimentaux sur la mesure du flux cédé par la sphère (cf. paragraphes 1.3 et 2.3, Chapitre 2) ainsi que les hypothèses sur lesquelles reposent l'analyse d'échelles (notamment l'épaisseur de film constante autour de la sphère).

Étant donné le bon accord entre l'approche simplifiée et l'expérience, les nombres adimensionnels qui découlent de l'analyse d'échelles sont utilisés pour tenter de corréler le flux de chaleur perdu par la sphère, q_{FB} , malgré le peu de points expérimentaux disponibles et l'incertitude sur la mesure. Afin d'être plus représentatif des transferts thermiques en régime d'ébullition en film, nous choisissons de corriger le flux expérimental, q_{exp} , de l'effet de la tige de support ($q_{\text{exp,tige}}$) à partir de la corrélation d'Häbeler (équation (2-3)).

▪ Cas 1 (fort sous-refroidissement du liquide)

Dans le cas d'un métal liquide très sous-refroidi (cas 1 - b), on choisit de corréler le nombre de Nusselt comme suit, d'après l'équation (3-39) :

$$\text{Nu}_{1,b}^{\text{CN}} = C_{1,b}^{\text{CN}} \left(\frac{\rho_L \mu_L}{\rho_V \mu_V} \right)^{1/4} \left(\frac{\text{Sc}}{\text{Sp}} \right)^{1/2} \text{Pr}_L^{1/4} \text{Ar}^{1/4} \quad (3-67)$$

On note $P_{1,b}^{\text{CN}}$ le produit des nombres adimensionnels : $P_{1,b}^{\text{CN}} = \left(\frac{\rho_L \mu_L}{\rho_V \mu_V} \right)^{1/4} \left(\frac{\text{Sc}}{\text{Sp}} \right)^{1/2} \text{Pr}_L^{1/4} \text{Ar}^{1/4}$.

On utilise les essais 36, 42, 35, 32, 33, 39, identifiés comme étant des essais fortement sous-refroidis¹ pour déterminer la constante $C_{1,b}^{CN}$ (Tableau 3-5). On trouve un coefficient moyen $C_{1,b}^{CN} = 0.43$.

Essai	ΔT_{Sat} (K)	q_{exp} (W.m ⁻²)	$q_{\text{exp,tige}}$ (W.m ⁻²)	$Nu_{\text{exp,tige}}$ (-)	$P_{1,b}^{CN}$ (-)	$C_{1,b}^{CN}$ (-)
36	1270.4	6.28 10 ⁵	3.90 10 ⁵	127.1	311.4	0.41
42	1225.1	7.76 10 ⁵	3.50 10 ⁵	58.9	183.6	0.32
35	1292.5	7.14 10 ⁵	4.44 10 ⁵	141.4	307.0	0.46
32	1273.8	7.49 10 ⁵	4.66 10 ⁵	150.3	245.7	0.61
33	1344.1	6.07 10 ⁵	3.77 10 ⁵	114.0	343.7	0.33
39	1285.3	6.68E 10 ⁵	3.69 10 ⁵	87.4	189.1	0.46

Tableau 3-5 - Cas 1 des essais de Farahat : détermination de la constante $C_{1,b}^{CN}$ à partir de la densité de flux de chaleur expérimentale corrigée de l'effet de la tige ($q_{\text{exp,tige}}$)

▪ Cas 2 (faible sous-refroidissement du liquide)

Aucun cas faiblement sous-refroidi n'a été identifié dans les essais de Farahat. Aussi, on extrapole les flux de chaleur à saturation à partir des points expérimentaux, corrigés de l'effet de la tige, pour un même diamètre, une surchauffe de sphère donnée et des sous-refroidissements variables (Figure 3-8). On obtient q_{Sat} en fonction de ΔT_{Sat} à saturation ($\Delta T_{\text{Sub}} = 0$ K) et pour différents diamètres ($D = 1.27$ cm, 1.91 cm et 2.54 cm).

Dans l'ensemble des essais de Farahat, on constate que $0.5 < Sp^{1/2} < 0.7$, donc viscosité et inertie sont du même ordre de grandeur. Comme $Sp^{1/2} < 1$, on choisit de corrélérer le nombre de Nusselt dans le cas saturé de la manière suivante, d'après l'équation (3-39) explicitée dans le cas 2 - b :

$$Nu_{2,b}^{CN} = C_{2,b}^{CN} \left(\frac{Ar}{Sp} \right)^{1/4} \quad (3-68)$$

On observe une dépendance identique de Nu à celle connue dans la littérature pour l'ébullition en film de fluides classiques à saturation, en convection naturelle, où $0.586 \leq C_{2,b}^{CN} \leq 0.8^2$ (Liu, 1996). En effet, dans le cas saturé, la nature métallique du fluide n'apparaît qu'à travers le nombre de Prandtl de la phase vapeur, Pr_v , qui est du même ordre de grandeur pour le sodium et pour l'eau. Par conséquent, il semble logique que les corrélations utilisées pour l'eau en ébullition en film soient également valables pour le sodium.

Selon le diamètre de la sphère (qualifié entre parenthèses d'après les critères de Gunnerson - cf. paragraphe 3.1.1, Chapitre 1), on trouve :

- $D = 1.27$ cm (*très petit diamètre*) : $C_{2,b}^{CN} = 0.41$,
- $D = 1.91$ cm (*petit diamètre*) : $C_{2,b}^{CN} = 0.68$,
- $D = 2.54$ cm (*grand diamètre*) : $C_{2,b}^{CN} = 0.99$.

¹ On exclut les essais 28, 30 et 43, pour lesquels le sous-régime d'ébullition en film stable n'est pas clairement défini.

² Ces corrélations empiriques ont été établies pour des Sp qui ne dépassaient pas l'ordre de grandeur de l'unité (par exemple, $0.05 \leq Sp \leq 2.4$ dans (Bromley, 1950), $0.08 \leq Sp \leq 0.54$ dans (Dhir, 1978))

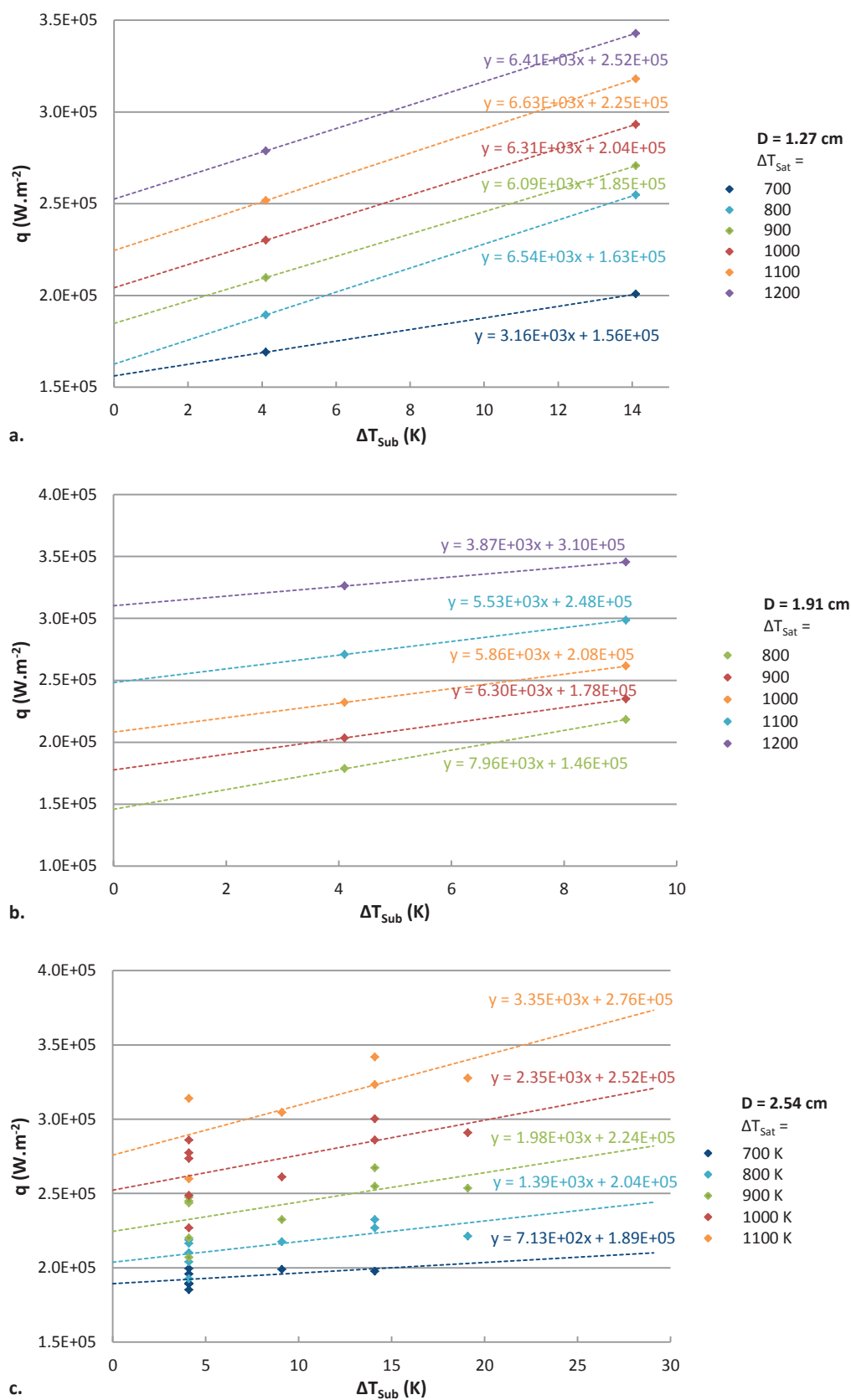


Figure 3-8 - Extrapolation du flux de chaleur à saturation à partir des essais de Farahat pour différents diamètres de sphère et différentes surchauffes

On retrouve le même ordre de grandeur de $C_{2,b}^{CN}$ pour le sodium et pour les fluides classiques. Par ailleurs, on remarque que lorsque le diamètre de la sphère est multiplié par un facteur 2, il en est de même pour $C_{2,b}^{CN}$ ($C_{2,b}^{CN}(D=2.54 \text{ cm}) = 2.4 C_{2,b}^{CN}(D=1.27 \text{ cm})$). Or, selon la configuration du film de vapeur (colonne, dôme ou multi-dômes de vapeur), et donc du diamètre de la sphère, les transferts de chaleur sont plus ou moins réduits (Gunnerson, 1979). Dans le cas d'une sphère de très petit diamètre, la sphère est surmontée d'une colonne de vapeur, diminuant de manière significative le flux de chaleur. Ceci est pris en compte dans les corrélations du code SIMMER par le coefficient C_{FS} (= 0.5 pour des petits diamètres ou 1 pour de grands diamètres). On peut donc attribuer le facteur 2.4 observé entre les coefficients $C_{2,b}^{CN}$ évalués pour des tailles de sphère différentes à la non prise en compte de l'effet du diamètre dans l'analyse d'échelles.

	D = 2.54 cm			D = 1.91 cm			D = 1.27 cm		
$\Delta T_{\text{Sat}} \text{ (K)}$	$Nu_{\text{Sat,tige}}$	$(Ar/Sp)^{1/4}$	$C_{2,b}^{CN}$	$Nu_{\text{Sat,tige}}$	$(Ar/Sp)^{1/4}$	$C_{2,b}^{CN}$	$Nu_{\text{Sat,tige}}$	$(Ar/Sp)^{1/4}$	$C_{2,b}^{CN}$
700	122.8	124.1	0.99				124.1	50.7	0.41
800	114.0	118.1	0.97	118.1	61.3	0.52	118.1	45.5	0.39
900	109.3	112.9	0.97	112.9	65.3	0.58	112.9	45.2	0.40
1000	108.8	108.3	1.01	108.3	67.6	0.62	108.3	44.1	0.41
1100	106.6	104.1	1.02	104.1	90.0	0.86	104.1	43.4	0.42
1200				100.4	81.2	0.81	100.4	43.9	0.44

Tableau 3-6 - Cas 2 extrapolés à partir des flux expérimentaux de Farahat (corrigés de l'effet de la tige) : détermination de la constante $C_{2,b}^{CN}$

Aucun essai de Farahat ne correspond au cas où $Sp^{1/2} \gg 1$: en l'absence de données, nous ne pouvons pas établir de corrélation dans le cas où inertie et flottabilité sont du même ordre de grandeur telle que :

$$Nu_{2,a}^{CN} = C_{2,a}^{CN} \left(\frac{Ar}{Sp^2} \right)^{1/4} \quad (3-69)$$

Il nous est également impossible d'évaluer précisément la transition entre les deux cas (viscosité ~ flottabilité, si $Sp^{1/2} \ll 1$ et inertie ~ flottabilité si $Sp^{1/2} \gg 1$), représentée sur la Figure 3-9.

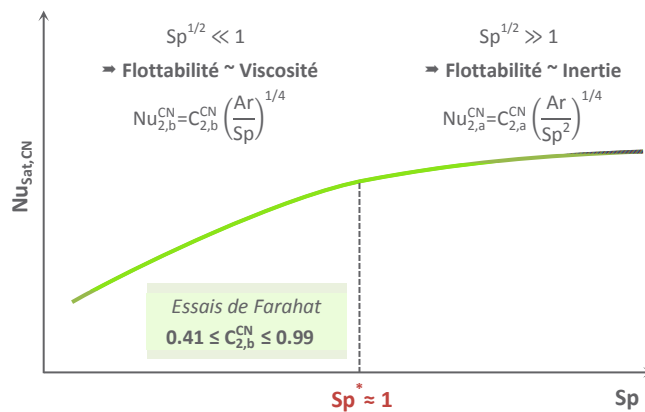


Figure 3-9 - Variation du nombre de Nusselt pour du sodium saturé en convection naturelle en fonction de Sp

En conclusion, l'analyse d'échelles proposée en convection naturelle fournit un ordre de grandeur satisfaisant du flux de chaleur cédé par la sphère, d'après la comparaison aux flux expérimentaux de Farahat. De plus, elle permet d'estimer la partition du flux entre chauffage et vaporisation du liquide dans les cas de faible et de fort sous-refroidissement. À partir du peu de points expérimentaux disponibles en convection naturelle, nous avons tenté de proposer une corrélation de Nu pour les cas identifiés dans les essais. Toutefois, des données supplémentaires seraient nécessaires pour compléter notre étude en convection naturelle et bâtir des corrélations en convection forcée.

Le chapitre suivant expose le modèle développé pour évaluer les transferts thermiques en ébullition en film stable du sodium autour d'une sphère à haute température. Les échelles établies dans l'approche simplifiée (en convection naturelle et en convection forcée) sont utilisées dans le modèle complet afin d'obtenir un système d'équations adimensionnelles, facilitant ainsi la résolution numérique. Même si aucune expérience n'a permis de valider l'analyse d'échelles en convection forcée, nous supposons l'approche adoptée cohérente.

CHAPITRE 4 MODÈLE D'ÉBULLITION EN FILM

STABLE DU SODIUM AUTOUR D'UNE

SPHÈRE

L'objectif de ce chapitre est de développer un modèle d'ébullition en film stable du sodium autour d'une sphère à haute température afin de pouvoir estimer le flux de chaleur cédé par la sphère ainsi que sa partition entre chauffage et vaporisation du sodium. Ces deux informations sont indispensables dans l'étude des situations accidentelles des RNR-Na, notamment si l'on s'intéresse à la description de l'explosion de vapeur ou à la refroidissabilité du lit de débris.

Le modèle proposé est basé sur l'approximation de double couche limite, d'une part dans l'écoulement du film de vapeur, et d'autre part, dans l'écoulement liquide au voisinage du film (couches limites liquides thermique et hydrodynamique). On utilise une méthode intégrale afin de décrire les champs de vitesse et de température dans chacune des deux phases. Dans un premier temps, on définit les équations fondamentales du problème, constituées des équations de conservation de la masse, la quantité de mouvement et l'énergie pour les écoulements liquide et vapeur. Puis, à partir de profils de vitesse et de température définis a priori, on intègre les équations fondamentales. On obtient ainsi un système d'équations différentielles, que l'on adimensionnalise afin de faciliter sa résolution numérique. Les inconnues du système (les épaisseurs des couches limites et du film de vapeur, la vitesse à l'interface L-V et le taux de vaporisation) sont déterminées et les différents flux échangés aux interfaces sont calculés. Les différentes étapes de l'établissement du modèle sont schématisées Figure 4-1.

Une démarche analogue a été adoptée pour prendre en compte la contribution du transfert thermique radiatif à l'interface L-V, non considérée dans l'analyse initiale du problème. En effet, lorsque la surchauffe de la sphère est importante et l'émissivité du matériau chauffant élevée (ce qui est le cas de l' UO_2 : $\varepsilon_{\text{UO}_2} \approx 0.85$), le rayonnement émis par la surface de la sphère participe directement à la production de vapeur, le sodium liquide étant considéré opaque et la vapeur de sodium transparente.

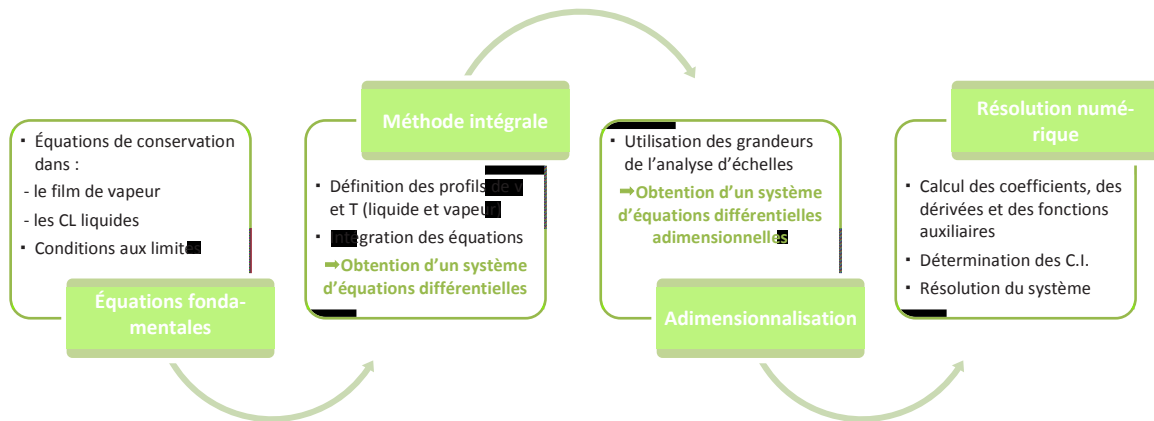


Figure 4-1 - Les différentes étapes de l'établissement du modèle d'ébullition en film stable du sodium

La particularité de cette résolution, mise en place par De Malmazet (2009), est la prise en compte des termes inertiels et convectifs dans les bilans de quantité de mouvement et d'énergie de la phase vapeur. Elle est rendue possible en ajoutant le taux de vaporisation comme variable supplémentaire au système. Dans tous les modèles d'ébullition en film développés jusqu'alors, les termes convectifs étaient négligés et indirectement pris en compte en introduisant une chaleur latente de vaporisation effective, $h_{LV}^* = h_{LV} + 0.5 c_{pV} \Delta T_v$. Celle-ci se révélait être un moyen efficace de prédire correctement le flux de chaleur cédé par un corps chaud mais ne permettait pas d'obtenir une évaluation acceptable de la quantité de vapeur produite, très largement sous-estimée.

1. FORMULATION MATHÉMATIQUE DU PROBLÈME

1.1. DESCRIPTION DU SYSTÈME ÉTUDIÉ

Le système considéré est identique à celui décrit au paragraphe 2.1 du Chapitre 3 : on considère une sphère, immobile, de rayon R , à la température T_s supposée uniforme, placée dans un bain de sodium, de température T_∞ , de pression P_∞ , avec ou sans écoulement externe imposé (convection naturelle ou forcée). On considère une géométrie axisymétrique autour de l'axe z , axe vertical orienté vers le haut (Figure 4-2). On se place dans le système de coordonnées (x,y) lié à la surface de la sphère, où x désigne la distance au point d'arrêt avant de la sphère et y la distance à la surface de la sphère. On définit $r(x)$ comme la distance d'un point de la surface de la sphère d'abscisse x à l'axe z . On note g l'accélération de la pesanteur.

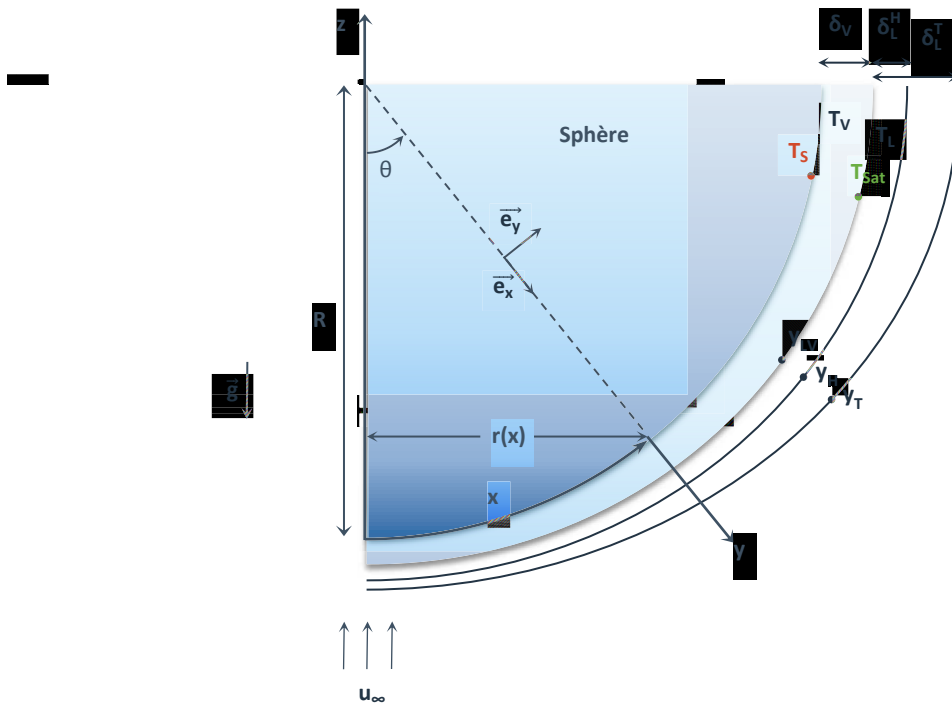


Figure 4-2 - Géométrie du système étudié

On rappelle que dans le système de coordonnées (x,y) , les ordonnées des frontières entre les couches limites sont définies par :

$$\begin{cases} y_{LV}(x) = \delta_v(x) \\ y_H(x) = y_{LV}(x) + \delta_L^H(x) \\ y_T(x) = y_{LV}(x) + \delta_L^T(x) \end{cases}$$

On désigne par $u(x,y)$ la vitesse tangentielle et par $v(x,y)$ la vitesse normale de l'écoulement.

1.2. HYPOTHÈSES SIMPLIFICATRICES

Les hypothèses formulées au paragraphe 2.2 du Chapitre 3 sont en grande majorité reprises dans le modèle et sont rappelées ci-après.

- (H1) Le problème est supposé quasi-statique. Cela suppose que la variation de température de la sphère est faible durant le temps de transit d'une particule fluide le long de celle-ci.
- (H2) La surface de la sphère est lisse, ainsi que l'interface L-V, à saturation.
- (H3) L'épaisseur des couches limites liquides et du film de vapeur est faible devant la taille de la sphère, de sorte que l'approximation de couche limite est valable dans ces régions.
- (H4) Le saut de pression est négligé à l'interface L-V.
- (H5) Les variations de la température de saturation, T_{Sat} , liées aux variations de pression selon x , sont négligeables : $T_{\text{Sat}}(P) = T_{\text{Sat}}(P_{\infty})$.
- (H6) Les propriétés thermophysiques du sodium sont prises constantes et uniformes. Elles sont évaluées aux températures moyennes T_L et T_V $\left(T_L = \frac{T_{\text{Sat}}(P_{\infty}) + T_{\infty}}{2}, T_V = \frac{T_{\text{Sat}}(P_{\infty}) + T_S}{2} \right)$.
- (H7) L'écoulement dans le film de vapeur et dans les couches limites liquides est laminaire.
- (H8) Hors couche limite (pour $y > y_H$), le liquide est incompressible et parfait (tel que les effets de viscosité sont négligeables). L'écoulement est considéré potentiel et stationnaire. L'équation de Bernoulli nous permet d'écrire les relations suivantes :

$$P_e - \rho_{\infty} g R \cos \theta = C_0, \text{ où } C_0 \text{ est une constante} \quad (4-1)$$

$$\frac{dP_e}{dx} = -\rho_{\infty} g \sin \theta \quad (4-2)$$

On précise que l'on s'intéresse uniquement à la région située en-deçà du point de décollement du film de vapeur, repéré par l'angle de divergence θ_{div} . Au-delà, on considère le sillage de vapeur suffisamment épais pour que les transferts thermiques soient négligeables dans cette région.

1.3. ÉQUATIONS FONDAMENTALES DU PROBLÈME

▪ Écoulement potentiel hors couche limite :

La vitesse tangentielle de l'écoulement potentiel est définie par :

$$u_e(x) = \frac{3}{2} u_{\infty} \sin \theta \quad (4-3)$$

La pression de l'écoulement potentiel est définie par :

$$P_e + \frac{1}{2} \rho_L u_e^2 - \rho_L g R \cos \theta = C_0 \quad (4-4)$$

D'où :

$$\frac{dP_e}{dx} = -\rho_L u_e \frac{du_e}{dx} - \rho_L g \sin \theta \quad (4-5)$$

- **Couche limite liquide**

Les équations de conservation de la phase liquide sont données ci-après.

Équation de continuité :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} (ru_L) + \frac{\partial v_L}{\partial y} = 0 \quad (4-6)$$

Équation de quantité de mouvement, projetée sur x :

$$u_L \frac{\partial u_L}{\partial x} + v_L \frac{\partial u_L}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_L} \frac{dP_L}{dx} + \nu_L \frac{\partial^2 u_L}{\partial y^2} - g \sin \theta, \text{ soit en utilisant (4-5) :}$$

$$u_L \frac{\partial u_L}{\partial x} + v_L \frac{\partial u_L}{\partial y} = u_e \frac{du_e}{dx} + \nu_L \frac{\partial^2 u_L}{\partial y^2} \quad (4-7)$$

Équation d'énergie :

$$u_L \frac{\partial T_L}{\partial x} + v_L \frac{\partial T_L}{\partial y} = \alpha_L \frac{\partial^2 T_L}{\partial y^2} \quad (4-8)$$

Remarque : L'analyse d'échelles en convection naturelle a montré que, dans la grande majorité des cas, la flottabilité dans le liquide est négligeable devant le cisaillement à l'interface, ce qui sera d'autant plus vrai dans le cas de la convection forcée, cas d'intérêt dans le cadre des études de situations accidentelles en réacteur. On choisit donc de ne pas en tenir compte dans le modèle en considérant le liquide incompressible ($\rho_L = \rho_\infty$).

- **Film de vapeur**

Les équations de conservation de la phase vapeur sont données ci-après.

Équation de continuité :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} (ru_V) + \frac{\partial v_V}{\partial y} = 0 \quad (4-9)$$

Équation de quantité de mouvement (selon x) :

$$u_V \frac{\partial u_V}{\partial x} + v_V \frac{\partial u_V}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_V} \frac{dP_V}{dx} + \nu_V \frac{\partial^2 u_V}{\partial y^2} - g \sin \theta, \text{ soit en utilisant (4-5) :}$$

$$u_V \frac{\partial u_V}{\partial x} + v_V \frac{\partial u_V}{\partial y} = \frac{\rho_L}{\rho_V} u_e \frac{du_e}{dx} + \frac{\rho_L - \rho_V}{\rho_V} g \sin \theta + \nu_V \frac{\partial^2 u_V}{\partial y^2} \quad (4-10)$$

Équation d'énergie :

$$u_V \frac{\partial T_V}{\partial x} + v_V \frac{\partial T_V}{\partial y} = \alpha_V \frac{\partial^2 T_V}{\partial y^2} \quad (4-11)$$

- **À l'interface L-V ($y = y_{LV}$)**

Continuité des vitesses tangentielles :

$$u_v(x, y_{LV}) = u_L(x, y_{LV}) = u_{LV}(x) \triangleq W_{LV}(x)u_e(x) \quad (4-12)$$

$u_{LV}(x)$ et $W_{LV}(x)$ désignent respectivement la vitesse dimensionnelle et adimensionnelle à l'interface L-V.

L'introduction de la variable adimensionnelle $W_{LV}(x)$ permettra de simplifier, par la suite, l'écriture de certaines expressions (notamment celles des coefficients de profils de vitesse, paragraphe 2.1) et de donner davantage de sens à la représentation du profil de vitesse $u_{LV}(x)$ en le comparant à $u_e(x)$. Mais elle est surtout indispensable pour éviter l'apparition d'une forme indéterminée (en $\frac{1}{u_e(0)}$ avec $u_e \xrightarrow{x \rightarrow 0} 0$) dans le système d'équations différentielles écrit au niveau du point d'arrêt (en $x = 0$) (paragraphe 2.2.3).

Continuité des contraintes tangentielles :

$$\mu_v \left(\frac{\partial u_v}{\partial y} \right)_{y_{LV}} = \mu_L \left(\frac{\partial u_L}{\partial y} \right)_{y_{LV}} \quad (4-13)$$

Continuité des températures :

$$T_v(x, y_{LV}) = T_L(x, y_{LV}) = T_{\text{Sat}}(P_e) \quad (4-14)$$

Bilan de masse :

$$\dot{m} = \rho_v \left(u_v(x, y_{LV}) \frac{dy_{LV}}{dx} - v_v(x, y_{LV}) \right) = \rho_L \left(u_L(x, y_{LV}) \frac{dy_{LV}}{dx} - v_L(x, y_{LV}) \right) \quad (4-15)$$

Bilan d'énergie :

$$\lambda_v \left(\frac{\partial T_v}{\partial y} \right)_{y_{LV}} + \dot{m} h_{LV} = \lambda_L \left(\frac{\partial T_L}{\partial y} \right)_{y_{LV}} \quad (4-16)$$

2. MISE EN ŒUVRE D'UNE MÉTHODE INTÉGRALE

On choisit de traiter le problème en utilisant une méthode intégrale. Les équations fondamentales du problème sont intégrées selon y , en imposant les profils de vitesse et de température dans chacune des deux phases (liquide et vapeur), leur expression explicite n'étant pas connue. On transforme ainsi le système d'équations aux dérivées partielles initial en un système d'équations différentielles analytiques qui sera ensuite adimensionnalisé pour faciliter sa résolution numérique (paragraphe 3).

2.1. DÉFINITION DES PROFILS DE VITESSE ET DE TEMPÉRATURE

On définit les profils de vitesse et de température de forme polynomiale, d'ordre 2 pour la phase liquide et d'ordre 3 pour la phase vapeur :

$$u_L(x, y) = u_e \left(A_{0L} + A_{1L} \left(\frac{y - y_{LV}}{\delta_L^H} \right) + A_{2L} \left(\frac{y - y_{LV}}{\delta_L^H} \right)^2 \right) \triangleq u_e(x) W_L \quad (4-17)$$

$$T_L(x, y) - T_\infty = (T_{Sat} - T_\infty) \left(B_{0L} + B_{1L} \left(\frac{y - y_{LV}}{\delta_L^T} \right) + B_{2L} \left(\frac{y - y_{LV}}{\delta_L^T} \right)^2 \right) \quad (4-18)$$

$$u_V(x, y) = u_e \left(A_{0V} + A_{1V} \left(\frac{y}{\delta_V} \right) + A_{2V} \left(\frac{y}{\delta_V} \right)^2 + A_{3V} \left(\frac{y}{\delta_V} \right)^3 \right) \triangleq u_e(x) W_V \quad (4-19)$$

$$T_V(x, y) - T_{Sat} = (T_S - T_{Sat}) \left(B_{0V} + B_{1V} \left(\frac{y}{\delta_V} \right) + B_{2V} \left(\frac{y}{\delta_V} \right)^2 + B_{3V} \left(\frac{y}{\delta_V} \right)^3 \right) \quad (4-20)$$

Notons que de la même manière que l'on a introduit précédemment W_{LV} , on définit les variables adimensionnelles W_L et W_V afin de pouvoir représenter, de manière plus éloquente, l'entraînement du liquide et de la vapeur par rapport à l'écoulement liquide externe.

Le choix de profils d'ordre 3 dans l'écoulement de vapeur se justifie par la nécessité de prendre en compte les termes d'inertie et de convection dans les équations de conservation de la phase vapeur.

En effet, si l'on choisit un profil d'ordre 2 pour la vitesse, cela conduit à réécrire l'équation (4-10) en $y = 0$ de la manière suivante:

$$\forall x, y = 0, \frac{\rho_L}{\rho_V} u_e \frac{du_e}{dx} + \frac{\rho_L - \rho_V}{\rho_V} g \sin \theta = -v_v u_e \left(2 \frac{A_{2V}}{\delta_V^2} \right)$$

Par suite, quels que soient x et y , l'équation (4-10) se réduit donc à : $u_v \frac{\partial u_v}{\partial x} + v_v \frac{\partial u_v}{\partial y} = 0$, ce qui ne permet pas de prendre en compte les termes inertiels l'équation de quantité de mouvement de la vapeur.

De même, si l'on opte pour un profil de température de la vapeur d'ordre 2 et que l'on réécrit l'équation (4-11) en $y = 0$, on a :

$$\forall x, y=0, \alpha_v \left(\frac{\partial^2 T_v}{\partial y^2} \right)_{y=0} = (T_s - T_{sat}) \left(2 \frac{B_{2v}}{\delta_v} \right) = 0, \text{ soit } B_{2v} = 0.$$

Quels que soient x et y , l'équation (4-11) se simplifie de la manière suivante : $u_v \frac{\partial T_v}{\partial x} + v_v \frac{\partial T_v}{\partial y} = 0$. On aboutit donc à un profil linéaire de température, ce qui revient à négliger les termes convectifs.

Remarque : Dans (De Malmazet, 2009), le choix d'un profil d'ordre supérieur (ordre 5) n'améliore pas les résultats de manière significative, excepté pour le point de décollement du film de vapeur qui semble prendre une signification plus physique (cf. paragraphe 3.4).

Afin de déterminer les coefficients (A_{iL} , B_{iL} , A_{jV} , B_{jV}), on utilise les conditions aux limites suivantes :

▪ **Pour le profil de la vitesse tangentielle du liquide :**

$$u_L(x, y_{LV}) = W_{LV}(x) u_e(x) \quad (4-21)$$

$$u_L(x, y_H) = u_e(x) \quad (4-22)$$

$$\left(\frac{\partial u_L}{\partial y} \right)_{y_H} = 0 \quad (4-23)$$

On en déduit :

$$A_{0L} = W_{LV} \quad (4-24)$$

$$A_{1L} = -2(W_{LV} - 1) \quad (4-25)$$

$$A_{2L} = W_{LV} - 1 \quad (4-26)$$

▪ **Pour le profil de la température du liquide :**

$$T_L(x, y_{LV}) = T_{sat} \quad (4-27)$$

$$T_L(x, y_T) = T_\infty \quad (4-28)$$

$$\left(\frac{\partial T_L}{\partial y} \right)_{y_T} = 0 \quad (4-29)$$

On en déduit :

$$B_{0L} = 1 \quad (4-30)$$

$$B_{1L} = -2 \quad (4-31)$$

$$B_{2L} = 1 \quad (4-32)$$

▪ **Pour le profil de la vitesse tangentielle de la vapeur :**

$$u_v(x, 0) = 0 \quad (4-33)$$

$$v_v \left(\frac{\partial^2 u_v}{\partial y^2} \right)_{y=0} + \frac{\rho_L}{\rho_v} u_e \frac{du_e}{dx} + \frac{\rho_L - \rho_v}{\rho_v} g \sin \theta = 0 \quad (4-34)$$

$$u_v(x, y_{LV}) = u_{LV}(x) \quad (4-35)$$

$$\mu_v \left(\frac{\partial u_v}{\partial y} \right)_{y_{LV}} = \mu_L \left(\frac{\partial u_L}{\partial y} \right)_{y_{LV}} \quad (4-36)$$

On en déduit :

$$A_{0V} = 0 \quad (4-37)$$

$$A_{1V} = \frac{3}{2}W_{LV} + \frac{1}{2}C_V + D_V \quad (4-38)$$

$$A_{2V} = -C_V \quad (4-39)$$

$$A_{3V} = -\frac{1}{2}W_{LV} + \frac{1}{2}C_V - D_V \quad (4-40)$$

Avec :

$$C_V = \frac{1}{2} \frac{\delta_V^2}{\mu_V} \left(\rho_L \frac{du_e}{dx} + \frac{2}{3} \frac{1}{u_\infty} (\rho_L - \rho_V) g \right) \quad (4-41)$$

$$D_V = \frac{\mu_L}{\mu_V} \frac{\delta_V}{\delta_L^H} (W_{LV} - 1) \quad (4-42)$$

▪ Pour le profil de la température de la vapeur :

$$T_V(x, 0) = T_S \quad (4-43)$$

$$\alpha_V \left(\frac{\partial^2 T_V}{\partial y^2} \right)_{y=0} = 0 \quad (4-44)$$

$$T_V(x, y_{LV}) = T_{Sat} \quad (4-45)$$

$$\lambda_V \left(\frac{\partial T_V}{\partial y} \right)_{y_{LV}} = -\dot{m}(x) h_{LV} + \lambda_L \left(\frac{\partial T_L}{\partial y} \right)_{y_{LV}} \quad (4-46)$$

On en déduit :

$$B_{0V} = 1 \quad (4-47)$$

$$B_{1V} = \frac{1}{2}(E_V - 3) \quad (4-48)$$

$$B_{2V} = 0 \quad (4-49)$$

$$B_{3V} = \frac{1}{2}(1 - E_V) \quad (4-50)$$

Avec :

$$E_V = \frac{\delta_V}{\lambda_V} \frac{\dot{m} h_{LV}}{T_S - T_{Sat}} + 2 \frac{\lambda_L}{\lambda_V} \frac{\delta_V}{\delta_L^T} \frac{T_{Sat} - T_\infty}{T_S - T_{Sat}} \quad (4-51)$$

2.2. ÉQUATIONS INTÉGRALES

Les équations de bilan sont intégrées sur l'épaisseur du film de vapeur et sur l'épaisseur de la couche limite liquide (on choisit $\max(\delta_L^H, \delta_L^T)$, soit δ_L^T pour un métal liquide). Afin d'alléger les notations, on omettra dorénavant les dépendances en x et y de u_L, v_L, u_V, v_V , ainsi que la dépendance en x de $r, u_e, y_H, y_{LV}, \delta_V, \delta_L^H, \delta_L^T, \dot{m}...$

La règle de Leibniz est utilisée pour intégrer les équations. On rappelle que cette règle permet de permuter la dérivation et l'intégration dans le cas où une borne de l'intégrale est fonction de la variable de dérivation. Considérons une fonction $F(x)$ définie par :

$$F(x) = \int_{y_1(x)}^{y_2(x)} f(x, y) dy \quad \text{où } f, y_1 \text{ et } y_2 \text{ sont supposées être dérivables.}$$

On a alors :

$$\frac{dF(x)}{dx} = \frac{d}{dx} \int_{y_1(x)}^{y_2(x)} F(x, y) dy = \int_{y_1(x)}^{y_2(x)} \frac{\partial}{\partial x} F(x, y) dy + F(x, y_2) \frac{dy_2}{dx} - F(x, y_1) \frac{dy_1}{dx} \quad (4-52)$$

Remarque : dans les paragraphes qui suivent, on mentionne le résultat des étapes principales du calcul, sans en détailler l'intégralité.

2.2.1. INTÉGRATION DES ÉQUATIONS DE CONTINUITÉ

On intègre l'équation de continuité du liquide sur la couche limite hydrodynamique et sur la couche limite thermique, afin de déterminer les expressions de $v_L(x, y_H)$ et $v_L(x, y_T)$.

▪ Expression de $v_L(x, y_H)$

$$\int_{y_{LV}}^{y_H} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} (ru_L) + \frac{\partial v_L}{\partial y} \right) dy = 0, \text{ soit :}$$

$$\frac{d}{dx} r \int_{y_{LV}}^{y_H} u_L dy - r \left(u_L(x, y_H) \frac{dy_H}{dx} - u_L(x, y_{LV}) \frac{dy_{LV}}{dx} \right) + rv_L(x, y_H) - rv_L(x, y_{LV}) = 0$$

D'après (4-15), on obtient :

$$rv_L(x, y_H) = -r \frac{\dot{m}}{\rho_L} + ru_L(x, y_H) \frac{dy_H}{dx} - \frac{d}{dx} r \int_{y_{LV}}^{y_H} u_L dy \quad (4-53)$$

▪ Expression de $v_L(x, y_T)$

$$\int_{y_{LV}}^{y_T} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} (ru_L) + \frac{\partial v_L}{\partial y} \right) dy = 0$$

$$rv_L(x, y_T) = -r \frac{\dot{m}}{\rho_L} + ru_L(x, y_T) \frac{dy_T}{dx} - \frac{d}{dx} r \int_{y_{LV}}^{y_T} u_L dy \quad (4-54)$$

▪ Expression de $v_v(x, y_{LV})$

On intègre l'équation de continuité de la vapeur sur l'épaisseur du film de vapeur pour obtenir l'expression de $v_v(x, y_{LV})$.

$$\int_0^{y_{LV}} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} (ru_v) + \frac{\partial v_v}{\partial y} \right) dy = 0$$

$$rv_v(x, y_{LV}) = ru_v(x, y_{LV}) \frac{dy_{LV}}{dx} - \frac{d}{dx} r \int_0^{y_{LV}} u_v dy \quad (4-55)$$

2.2.2. INTÉGRATION DES ÉQUATIONS DE QUANTITÉ DE MOUVEMENT ET D'ÉNERGIE

On intègre les équations de quantité de mouvement et d'énergie du liquide (resp. de la vapeur) sur l'épaisseur de la couche limite thermique (resp. du film de vapeur). Pour cela, on introduit des fonctions auxiliaires adimensionnelles d'intégration (F_{1L} , F_{2L} , G_L , F_{1V} , F_{2V} , G_V) définies de la manière suivante :

$$\int_{y_{LV}}^{y_H} (u_e - u_L) dy \hat{=} u_e \delta_L^H F_{1L} \quad (4-56)$$

$$\int_{y_{LV}}^{y_H} u_L (u_e - u_L) dy \hat{=} u_e^2 \delta_L^H F_{2L} \quad (4-57)$$

$$\int_{y_{LV}}^{y_T} u_L (T_L - T_\infty) dy \hat{=} u_e (T_{Sat} - T_\infty) \delta_L^T G_L \quad (4-58)$$

$$\int_0^{y_{LV}} u_V dy \hat{=} u_e \delta_V F_{1V} \quad (4-59)$$

$$\int_0^{y_{LV}} u_V^2 dy \hat{=} u_e^2 \delta_V F_{2V} \quad (4-60)$$

$$\int_0^{y_{LV}} u_V (T_V - T_{Sat}) dy \hat{=} u_e (T_S - T_{Sat}) \delta_V G_V \quad (4-61)$$

Par ailleurs, on a les conditions aux limites suivantes :

$$u_V(x, 0) = 0 \quad (4-62)$$

$$u_L(x, y_H) = u_e \quad (4-63)$$

$$T_L(x, y_T) = T_\infty \quad (4-64)$$

2.2.2.1. INTÉGRATION DE L'ÉQUATION DE QUANTITÉ DE MOUVEMENT DU LIQUIDE

$$\int_{y_{LV}}^{y_T} \left(u_L \frac{\partial u_L}{\partial x} + v_L \frac{\partial u_L}{\partial y} \right) dy = \int_{y_{LV}}^{y_T} \left(u_e \frac{du_e}{dx} + v_L \frac{\partial^2 u_L}{\partial y^2} \right) dy$$

■ Terme de gauche

En utilisant l'équation de continuité (4-6), le terme de gauche devient :

$$\begin{aligned} \int_{y_{LV}}^{y_T} \left(u_L \frac{\partial u_L}{\partial x} + v_L \frac{\partial u_L}{\partial y} \right) dy &= \int_{y_{LV}}^{y_T} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial (ru_L^2)}{\partial x} + \frac{\partial (u_L v_L)}{\partial y} \right) dy \\ &= \frac{1}{r} \frac{d}{dx} r \int_{y_{LV}}^{y_H} u_L^2 dy + u_e^2 W_{LV}^2 \frac{dy_{LV}}{dx} - u_e W_{LV} v_L(x, y_{LV}) + \frac{1}{r} \frac{d}{dx} r \int_{y_H}^{y_T} u_e^2 dy - u_e^2 \frac{dy_T}{dx} + u_L(x, y_T) v_L(x, y_T) \end{aligned}$$

En intégrant l'équation de continuité (4-6) de y_{LV} à y_H et en substituant $v_L(x, y_H)$ par son expression donnée par (4-53), on obtient l'expression de $v_L(x, y_{LV})$ suivante :

$$v_L(x, y_{LV}) = -\frac{\dot{m}}{\rho_L} + u_e W_{LV} \frac{dy_{LV}}{dx} \quad (4-65)$$

Enfin, en substituant $v_L(x, y_{LV})$, $v_L(x, y_H)$ et $v_L(x, y_T)$ par leur expression respective (équations (4-65), (4-53) et (4-54)), on obtient :

$$\begin{aligned}
 & \int_{y_{LV}}^{y_T} \left(u_L \frac{\partial u_L}{\partial x} + v_L \frac{\partial u_L}{\partial y} \right) dy \\
 &= \frac{d}{dx} \int_{y_{LV}}^{y_H} (u_L - u_e) dy + \frac{1}{r} \frac{dr}{dx} \int_{y_{LV}}^{y_H} u_L (u_L - u_e) dy + \frac{du_e}{dx} \int_{y_{LV}}^{y_H} u_L dy + \frac{du_e}{dx} \int_{y_H}^{y_T} u_e dy + u_e \frac{\dot{m}}{\rho_L} (W_{LV} - 1) \\
 &= -\frac{d}{dx} (u_e^2 \delta_L^H F_{2L}) - \frac{u_e^2}{r} \delta_L^H F_{2L} \frac{dr}{dx} - u_e \delta_L^H F_{1L} \frac{du_e}{dx} + u_e \delta_L^T \frac{du_e}{dx} + u_e \frac{\dot{m}}{\rho_L} (W_{LV} - 1) \\
 &= -u_e^2 F_{2L} \frac{d\delta_L^H}{dx} - u_e^2 \delta_L^H \frac{dF_{2L}}{dx} - 2u_e F_{2L} \delta_L^H \frac{du_e}{dx} - \frac{u_e^2}{r} \delta_L^H F_{2L} \frac{dr}{dx} - u_e \delta_L^H F_{1L} \frac{du_e}{dx} + u_e \delta_L^T \frac{du_e}{dx} + u_e \frac{\dot{m}}{\rho_L} (W_{LV} - 1)
 \end{aligned}$$

▪ **Terme de droite**

Le terme de droite s'exprime de la manière suivante :

$$\int_{y_{LV}}^{y_T} \left(u_e \frac{du_e}{dx} + v_L \frac{\partial^2 u_L}{\partial y^2} \right) dy = u_e \delta_L^T \frac{du_e}{dx} - v_L A_{1L} u_e \frac{\delta_L^T}{\delta_L^{H^2}}$$

Finalement :

$$u_e F_{2L} \frac{d\delta_L^H}{dx} + u_e \delta_L^H \frac{dF_{2L}}{dx} = -(2F_{2L} + F_{1L}) \delta_L^H \frac{du_e}{dx} - \frac{u_e}{r} \delta_L^H F_{2L} \frac{dr}{dx} + \frac{\dot{m}}{\rho_L} (W_{LV} - 1) + v_L A_{1L} \frac{\delta_L^T}{\delta_L^{H^2}} \quad (4-66)$$

2.2.2.2. INTÉGRATION DE L'ÉQUATION D'ÉNERGIE DU LIQUIDE

$$\int_{y_{LV}}^{y_T} \left(u_L \frac{\partial T_L}{\partial x} + v_L \frac{\partial T_L}{\partial y} \right) dy = \alpha_L \int_{y_{LV}}^{y_T} \frac{\partial^2 T_L}{\partial y^2} dy$$

▪ **Terme de gauche**

En utilisant l'équation de continuité (4-6), le terme de gauche s'exprime de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
 \int_{y_{LV}}^{y_T} \left(u_L \frac{\partial T_L}{\partial x} + v_L \frac{\partial T_L}{\partial y} \right) dy &= \int_{y_{LV}}^{y_T} \frac{1}{r} \frac{\partial(r u_L T_L)}{\partial x} + \frac{\partial(v_L T_L)}{\partial y} dy \\
 &= \frac{1}{r} \frac{d}{dx} r \int_{y_{LV}}^{y_T} u_L T_L dy - \left(u_e T_\infty \frac{dy_T}{dx} - u_e W_{LV} T_{Sat} \frac{dy_{LV}}{dx} \right) + T_\infty v_L(x, y_T) - T_{Sat} v_L(x, y_{LV})
 \end{aligned}$$

En substituant les expressions de $v_L(x, y_{LV})$ et $v_L(x, y_T)$ (équations (4-54) et (4-65)), on obtient :

$$\begin{aligned}
 \int_{y_{LV}}^{y_T} \left(u_L \frac{\partial T_L}{\partial x} + v_L \frac{\partial T_L}{\partial y} \right) dy &= \frac{d}{dx} \int_{y_{LV}}^{y_T} u_L (T_L - T_\infty) dy + \frac{1}{r} \frac{dr}{dx} \int_{y_{LV}}^{y_T} u_L (T_L - T_\infty) dy + \frac{\dot{m}}{\rho_L} (T_{Sat} - T_\infty) \\
 &= \frac{d}{dx} (u_e (T_{Sat} - T_\infty) \delta_L^T G_L) + \frac{u_e}{r} (T_{Sat} - T_\infty) \delta_L^T G_L \frac{dr}{dx} + \frac{\dot{m}}{\rho_L} (T_{Sat} - T_\infty) \\
 &= u_e (T_{Sat} - T_\infty) G_L \frac{d\delta_L^T}{dx} + u_e (T_{Sat} - T_\infty) \delta_L^T \frac{dG_L}{dx} + (T_{Sat} - T_\infty) \delta_L^T G_L \frac{du_e}{dx} + \frac{u_e}{r} (T_{Sat} - T_\infty) \delta_L^T G_L \frac{dr}{dx} + \frac{\dot{m}}{\rho_L} (T_{Sat} - T_\infty)
 \end{aligned}$$

▪ Terme de droite

Le membre de droite s'exprime de la manière suivante :

$$\alpha_L \int_{y_{LV}}^{y_T} \frac{\partial^2 T_L}{\partial y^2} dy = \frac{2\alpha_L}{\delta_L^T} (T_{sat} - T_\infty)$$

Finalement :

$$u_e G_L \frac{d\delta_L^T}{dx} + u_e \delta_L^T \frac{dG_L}{dx} = -\delta_L^T G_L \frac{du_e}{dx} - \frac{u_e}{r} \delta_L^T G_L \frac{dr}{dx} - \frac{\dot{m}}{\rho_L} + \frac{2\alpha_L}{\delta_L^T} \quad (4-67)$$

2.2.2.3. INTÉGRATION DE L'ÉQUATION DE QUANTITÉ DE MOUVEMENT DE LA VAPEUR

Dans un premier temps, on obtient l'équation (4-68) en intégrant l'équation de continuité (4-9) de la vapeur de $y = 0$ à y_{LV} :

$$\begin{aligned} \int_0^{y_{LV}} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial x} (ru_v) + \frac{\partial v_v}{\partial y} \right) dy &= 0 \\ \frac{1}{r} \frac{d}{dx} r \int_0^{y_{LV}} u_v dy - u_e W_{LV} \frac{dy_{LV}}{dx} + v_v(x, y_{LV}) &= 0 \\ \frac{u_e}{r} \delta_v F_{1V} \frac{dr}{dx} + \frac{d}{dx} (u_e \delta_v F_{1V}) &= u_e W_{LV} \frac{dy_{LV}}{dx} - v_v(x, y_{LV}) = \frac{\dot{m}}{\rho_v} \\ u_e F_{1V} \frac{d\delta_v}{dx} + u_e \delta_v \frac{dF_{1V}}{dx} &= -\delta_v F_{1V} \frac{du_e}{dx} - \frac{u_e}{r} \delta_v F_{1V} \frac{dr}{dx} + \frac{\dot{m}}{\rho_v} \end{aligned} \quad (4-68)$$

On intègre ensuite l'équation de quantité de mouvement de la vapeur :

$$\int_0^{y_{LV}} \left(u_v \frac{\partial u_v}{\partial x} + v_v \frac{\partial u_v}{\partial y} \right) dy = \int_0^{y_{LV}} \left(\frac{\rho_L}{\rho_v} u_e \frac{du_e}{dx} + \frac{\rho_L - \rho_v}{\rho_v} g \sin \theta + v_v \frac{\partial^2 u_v}{\partial y^2} \right) dy$$

▪ Terme de gauche

Le terme de gauche est calculé en utilisant l'équation de continuité (4-6) ainsi que l'équation (4-55) donnant l'expression de $v_v(x, y_{LV})$:

$$\begin{aligned} \int_0^{y_{LV}} \left(u_v \frac{\partial u_v}{\partial x} + v_v \frac{\partial u_v}{\partial y} \right) dy &= \int_0^{y_{LV}} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial (ru_v^2)}{\partial x} + \frac{\partial (u_v v_v)}{\partial y} \right) dy \\ &= \frac{1}{r} \frac{d}{dx} r \int_0^{y_{LV}} u_v^2 dy - u_e^2 W_{LV}^2 \frac{dy_{LV}}{dx} + u_e W_{LV} v_v(x, y_{LV}) \\ &= \frac{d}{dx} \int_0^{y_{LV}} u_v^2 dy + \frac{1}{r} \frac{dr}{dx} \int_0^{y_{LV}} u_v^2 dy - \frac{u_e W_{LV}}{r} \frac{dr}{dx} \int_0^{y_{LV}} u_v dy - u_e W_{LV} \frac{d}{dx} \int_0^{y_{LV}} u_v dy \\ &= \frac{d}{dx} (u_e^2 \delta_v F_{2V}) + \frac{u_e^2}{r} \delta_v F_{2V} \frac{dr}{dx} - u_e W_{LV} \left(\frac{u_e}{r} \delta_v F_{1V} \frac{dr}{dx} + \frac{d}{dx} (u_e \delta_v F_{1V}) \right) \end{aligned}$$

En remarquant que : $\frac{u_e}{r} \delta_v F_{1V} \frac{dr}{dx} + \frac{d}{dx} (u_e \delta_v F_{1V}) = \left(u_e W_{LV} \frac{dy_{LV}}{dx} - v_v(x, y_{LV}) \right) = \frac{\dot{m}}{\rho_v}$, on obtient :

$$\int_0^{y_{LV}} \left(u_v \frac{\partial u_v}{\partial x} + v_v \frac{\partial u_v}{\partial y} \right) dy = u_e^2 F_{2V} \frac{d\delta_v}{dx} + u_e^2 \delta_v \frac{dF_{2V}}{dx} + 2u_e \delta_v F_{2V} \frac{du_e}{dx} + \frac{u_e^2}{r} \delta_v F_{2V} \frac{dr}{dx} - u_e W_{LV} \frac{\dot{m}}{\rho_v}$$

■ Terme de droite

Le terme de droite s'exprime de la manière suivante :

$$\int_0^{y_{LV}} \left(\frac{\rho_L}{\rho_v} u_e \frac{du_e}{dx} + \frac{\rho_L - \rho_v}{\rho_v} g \sin \theta + v_v \frac{\partial^2 u_v}{\partial y^2} \right) dy = \frac{\rho_L}{\rho_v} u_e \delta_v \frac{du_e}{dx} + \frac{\rho_L - \rho_v}{\rho_v} \delta_v g \sin \theta + \frac{v_v u_e}{\delta_v} (2A_{2V} + 3A_{3V})$$

Finalement :

$$u_e F_{2V} \frac{d\delta_v}{dx} + u_e \delta_v \frac{dF_{2V}}{dx} = \left(\frac{\rho_L}{\rho_v} - 2F_{2V} \right) \delta_v \frac{du_e}{dx} - \frac{u_e}{r} \delta_v F_{2V} \frac{dr}{dx} + W_{LV} \frac{\dot{m}}{\rho_v} + \delta_v \frac{\rho_L - \rho_v}{\rho_v} \frac{g \sin \theta}{u_e} + \frac{v_v}{\delta_v} (2A_{2V} + 3A_{3V}) \quad (4-69)$$

2.2.2.4. INTÉGRATION DE L'ÉQUATION D'ÉNERGIE DE LA VAPEUR

$$\int_0^{y_{LV}} \left(u_v \frac{\partial T_v}{\partial x} + v_v \frac{\partial T_v}{\partial y} \right) dy = \alpha_v \int_0^{y_{LV}} \frac{\partial^2 T_v}{\partial y^2} dy$$

■ Terme de gauche

Le terme de gauche est calculé en utilisant l'équation de continuité (4-6) ainsi que l'équation (4-55) donnant l'expression de $v_v(x, y_{LV})$:

$$\begin{aligned} \int_0^{y_{LV}} \left(u_v \frac{\partial T_v}{\partial x} + v_v \frac{\partial T_v}{\partial y} \right) dy &= \int_0^{y_{LV}} \frac{1}{r} \frac{\partial (ru_v T_v)}{\partial x} + \frac{\partial (v_v T_v)}{\partial y} dy \\ &= \frac{1}{r} \frac{d}{dx} r \int_0^{y_{LV}} u_v T_v dy - u_e W_{LV} T_{Sat} \frac{dy_{LV}}{dx} + T_{Sat} v_{LV}(x, y_{LV}) \\ &= \frac{d}{dx} \int_0^{y_{LV}} u_v T_v dy + \frac{1}{r} \frac{dr}{dx} \int_0^{y_{LV}} u_v T_v dy - T_{Sat} \frac{1}{r} \frac{dr}{dx} \int_0^{y_{LV}} u_v dy - T_{Sat} \frac{d}{dx} \int_0^{y_{LV}} u_v dy \\ &= \frac{d}{dx} (u_e (T_s - T_{Sat}) \delta_v G_v) + \frac{u_e}{r} (T_s - T_{Sat}) \delta_v G_v \frac{dr}{dx} \\ &= u_e (T_s - T_{Sat}) G_v \frac{d\delta_v}{dx} + u_e (T_s - T_{Sat}) \delta_v \frac{dG_v}{dx} + (T_s - T_{Sat}) \delta_v G_v \frac{du_e}{dx} + \frac{u_e}{r} (T_s - T_{Sat}) \delta_v G_v \frac{dr}{dx} \end{aligned}$$

■ Terme de droite

Le terme de droite s'exprime de la manière suivante :

$$\alpha_v \int_0^{y_{LV}} \frac{\partial^2 T_v}{\partial y^2} dy = \frac{3}{2} \frac{\alpha_v}{\delta_v} (T_s - T_{Sat}) (1 - E_v)$$

On obtient finalement l'équation suivante

$$u_e G_v \frac{d\delta_v}{dx} + u_e \delta_v \frac{dG_v}{dx} = -\delta_v G_v \frac{du_e}{dx} - \frac{u_e}{r} \delta_v G_v \frac{dr}{dx} + \frac{3}{2} \frac{\alpha_v}{\delta_v} (1 - E_v) \quad (4-70)$$

2.2.3. BILAN : LE SYSTÈME D'ÉQUATIONS OBTENU

On obtient donc un système de 5 équations différentielles à 5 inconnues : W_{LV} , δ_v , δ_L^H , δ_L^T , \dot{m} , le système étant constitué des équations (4-66), (4-67), (4-69), (4-70), (4-68) rappelées ci-après.

$$u_e F_{2L} \frac{d\delta_L^H}{dx} + u_e \delta_L^H \frac{dF_{2L}}{dx} = -(2F_{2L} + F_{1L}) \delta_L^H \frac{du_e}{dx} - \frac{u_e}{r} \delta_L^H F_{2L} \frac{dr}{dx} + \frac{\dot{m}}{\rho_L} (W_{LV} - 1) + v_L A_{1L} \frac{\delta_L^T}{\delta_L^{H^2}} \quad (4-66)$$

$$u_e G_L \frac{d\delta_L^T}{dx} + u_e \delta_L^T \frac{dG_L}{dx} = -\delta_L^T G_L \frac{du_e}{dx} - \frac{u_e}{r} \delta_L^T G_L \frac{dr}{dx} - \frac{\dot{m}}{\rho_L} + \frac{2\alpha_L}{\delta_L^T} \quad (4-67)$$

$$u_e F_{2V} \frac{d\delta_v}{dx} + u_e \delta_v \frac{dF_{2V}}{dx} = \left(\frac{\rho_L}{\rho_v} - 2F_{2V} \right) \delta_v \frac{du_e}{dx} - \frac{u_e}{r} \delta_v F_{2V} \frac{dr}{dx} + W_{LV} \frac{\dot{m}}{\rho_v} + \delta_v \frac{\rho_L - \rho_v}{\rho_v} \frac{g \sin \theta}{u_e} + \frac{v_v}{\delta_v} (2A_{2V} + 3A_{3V}) \quad (4-69)$$

$$u_e G_v \frac{d\delta_v}{dx} + u_e \delta_v \frac{dG_v}{dx} = -\delta_v G_v \frac{du_e}{dx} - \frac{u_e}{r} \delta_v G_v \frac{dr}{dx} + \frac{3}{2} \frac{\alpha_v}{\delta_v} (1 - E_v) \quad (4-70)$$

$$u_e F_{1V} \frac{d\delta_v}{dx} + u_e \delta_v \frac{dF_{1V}}{dx} = -\delta_v F_{1V} \frac{du_e}{dx} - \frac{u_e}{r} \delta_v F_{1V} \frac{dr}{dx} + \frac{\dot{m}}{\rho_v} \quad (4-68)$$

Pour le cas d'une sphère, la vitesse de l'écoulement externe est donnée par l'équation (4-3). Sachant que $r(x) = R \sin \theta$, la dérivée de u_e selon x peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\frac{du_e}{dx} = \frac{u_e}{r} \frac{dr}{dx} \quad (4-71)$$

Quels que soient x et y , **pour le cas d'une sphère**, on obtient le système d'équations différentielles suivant, vérifié par les variables $W_{LV}(x)$, $\delta_v(x)$, $\delta_L^H(x)$, $\delta_L^T(x)$, $\dot{m}(x)$:

$$u_e F_{2L} \frac{d\delta_L^H}{dx} + u_e \delta_L^H \frac{dF_{2L}}{dx} = -(3F_{2L} + F_{1L}) \delta_L^H \frac{du_e}{dx} + \frac{\dot{m}}{\rho_L} (W_{LV} - 1) + v_L A_{1L} \frac{\delta_L^T}{\delta_L^{H^2}} \quad (4-72)$$

$$u_e G_L \frac{d\delta_L^T}{dx} + u_e \delta_L^T \frac{dG_L}{dx} = -2\delta_L^T G_L \frac{du_e}{dx} - \frac{\dot{m}}{\rho_L} + \frac{2\alpha_L}{\delta_L^T} \quad (4-73)$$

$$u_e F_{2V} \frac{d\delta_v}{dx} + u_e \delta_v \frac{dF_{2V}}{dx} = \left(\frac{\rho_L}{\rho_v} - 3F_{2V} \right) \delta_v \frac{du_e}{dx} + W_{LV} \frac{\dot{m}}{\rho_v} + \delta_v \frac{\rho_L - \rho_v}{\rho_v} \frac{g \sin \theta}{u_e} + \frac{v_v}{\delta_v} (2A_{2V} + 3A_{3V}) \quad (4-74)$$

$$u_e G_v \frac{d\delta_v}{dx} + u_e \delta_v \frac{dG_v}{dx} = -2\delta_v G_v \frac{du_e}{dx} + \frac{3}{2} \frac{\alpha_v}{\delta_v} (1 - E_v) \quad (4-75)$$

$$u_e F_{1V} \frac{d\delta_v}{dx} + u_e \delta_v \frac{dF_{1V}}{dx} = -2\delta_v F_{1V} \frac{du_e}{dx} + \frac{\dot{m}}{\rho_v} \quad (4-76)$$

On choisit de traiter le cas particulier de la sphère étant donné que les codes de calcul utilisent la géométrie sphérique pour modéliser les particules fluides ou solides issues de la fragmentation du combustible. Néanmoins, il aurait été possible d'étudier le cas plus général de la géométrie axisymétrique.

La résolution de ce système d'équations requiert la connaissance de conditions initiales, qui seront prises au niveau du point d'arrêt, en $x = 0$, où $u_e(x = 0) = 0$ (donc $u_v(0, y) = u_L(0, y) = 0$). Compte tenu de la géométrie axi-symétrique du problème, W_{LV} , δ_v , δ_L^H , δ_L^T , \dot{m} , fonctions paires, donc de dérivée impaire par rapport à x , sont nulle en $x = 0$. Par ailleurs :

$$u_e \xrightarrow{x \rightarrow 0} 0$$

$$\frac{u_e}{r} \frac{dr}{dx} = \frac{du_e}{dx} \xrightarrow{x \rightarrow 0} \left(\frac{du_e}{dx} \right)_{x=0} = \frac{3}{2} u_\infty$$

Ainsi, le système d'équations se réduit **en $x = 0$** à un système algébrique de 5 équations, défini par les équations (4-77) à (4-81), vérifié par les 5 variables principales en $\theta = 0$: $W_{LV}(0)$, $\delta_v(0)$, $\delta_L^H(0)$, $\delta_L^T(0)$, $\dot{m}(0)$. La résolution de ce système permettra de fournir les conditions initiales pour la résolution du système complet.

$$-(3F_{2L} + F_{1L}) \delta_L^H \left(\frac{du_e}{dx} \right)_{x=0} + \frac{\dot{m}}{\rho_L} (W_{LV} - 1) + v_L A_{1L} \frac{\delta_L^T}{\delta_L^{H^2}} = 0 \quad (4-77)$$

$$-2\delta_L^T G_L \left(\frac{du_e}{dx} \right)_{x=0} - \frac{\dot{m}}{\rho_L} + \frac{2\alpha_L}{\delta_L^T} = 0 \quad (4-78)$$

$$\left(\frac{\rho_L}{\rho_v} - 3F_{2V} \right) \delta_v \frac{du_e}{dx} + W_{LV} \frac{\dot{m}}{\rho_v} + \frac{v_v}{\delta_v} (2A_{2V} + 3A_{3V}) = 0 \quad (4-79)$$

$$-2\delta_v G_v \left(\frac{du_e}{dx} \right)_{x=0} + \frac{3}{2} \frac{\alpha_v}{\delta_v} (1 - E_v) = 0 \quad (4-80)$$

$$-2\delta_v F_{1V} \frac{du_e}{dx} + \frac{\dot{m}}{\rho_v} = 0 \quad (4-81)$$

2.3. VARIABLES ET ÉQUATIONS ADIMENSIONNELLES

L'étape suivante consiste en une adimensionnalisation des variables et des équations en introduisant les valeurs caractéristiques des 5 variables du système, définies par : W_{LV}^* , δ_v^* , δ_L^{H*} , δ_L^{T*} , \dot{m}^* ainsi que $x^* = R$ et $u_e^* = u_\infty$.

On rappelle le bilan de masse à l'interface L-V (équation (4-15)) :

$$\frac{\dot{m}}{\rho_v} = \left(u_v(x, y_{LV}) \frac{dy_{LV}}{dx} - v_v(x, y_{LV}) \right)$$

De plus, l'intégration de l'équation de continuité de la vapeur (équation (4-9)) donne :

$$\frac{\dot{m}}{\rho_v} = \frac{1}{r} \frac{d}{dx} \int_0^{y_{LV}} r u_v dy \quad (4-82)$$

À partir de la forme adimensionnelle de l'équation (4-82), on a :

$$\frac{\dot{m}^*}{\rho_v} = \frac{u_\infty W_V^* \delta_v^*}{R}$$

On obtient ainsi une expression de W_V^* , vitesse caractéristique de la phase vapeur définie comme le rapport de u_v^* et u_e^* :

$$W_V^* = \frac{\dot{m}^* R}{\rho_V \delta_V^* u_\infty} \quad (4-83)$$

On obtient donc un jeu de 7 variables adimensionnelles, définies par :

$$\theta = \frac{x}{R} \quad U_e = \frac{u_e}{u_\infty} \quad W_{LV} = \frac{W_{LV}}{W_{LV}^*} \quad \dot{M} = \frac{\dot{m}}{\dot{m}^*} \quad \Delta_V = \frac{\delta_V}{\delta_V^*} \quad \Delta_L^H = \frac{\delta_L^H}{\delta_L^{H*}} \quad \Delta_L^T = \frac{\delta_L^T}{\delta_L^{T*}}$$

Les expressions de u_{LV}^* , δ_V^* , δ_L^{H*} , δ_L^{T*} , \dot{m}^* ont été déterminées à partir de l'analyse d'échelles et sont différentes selon les cas :

- convection forcée ou convection naturelle¹,
- faible ou fort sous-refroidissement du sodium.

On procède ensuite au changement de variables dans les équations, ce qui donne le système d'équations différentielles adimensionnelles suivant :

$$F_{2L} \frac{d\Delta_L^H}{d\theta} + \Delta_L^H \frac{dF_{2L}}{d\theta} = \frac{1}{U_e} \left(-(3F_{2L} + F_{1L}) \Delta_L^H \frac{dU_e}{d\theta} + \frac{2\dot{m}^* R^2}{\mu_L Re_L \delta_L^{H*}} (W_{LV}^* W_{LV} - 1) \dot{M} + \frac{2R^2 A_{1L}}{Re_L} \frac{\delta_L^{T*}}{\delta_L^{H*3}} \frac{\Delta_L^T}{\Delta_L^{H2}} \right) \quad (4-84)$$

$$G_L \frac{d\Delta_L^T}{d\theta} + \Delta_L^T \frac{dG_L}{d\theta} = \frac{1}{U_e} \left(-2\Delta_L^T G_L \frac{dU_e}{d\theta} - \frac{2\dot{m}^* R^2}{\mu_L Re_L \delta_L^{T*}} \dot{M} + \frac{4R^2}{Pr_L Re_L \delta_L^{T*2}} \frac{1}{\Delta_L^T} \right) \quad (4-85)$$

$$F_{2V} \frac{d\Delta_V}{d\theta} + \Delta_V \frac{dF_{2V}}{d\theta} = \frac{1}{U_e} \left(\left(\frac{\rho_L}{\rho_V} - 3F_{2V} \right) \Delta_V \frac{dU_e}{d\theta} + W_V^* W_{LV}^* W_{LV} \dot{M} + \frac{\rho_L - \rho_V}{\rho_V} \frac{1}{3Fr} \Delta_V \right. \\ \left. + \frac{\mu_V W_V^*}{\dot{m}^* \delta_V^*} \frac{1}{\Delta_V} (2A_{2V} + 3A_{3V}) \right) \quad (4-86)$$

$$G_V \frac{d\Delta_V}{d\theta} + \Delta_V \frac{dG_V}{d\theta} = \frac{1}{U_e} \left(-2\Delta_V G_V \frac{dU_e}{d\theta} + \frac{3}{2} \frac{\rho_V \alpha_V W_V^*}{\delta_V^* \dot{m}^*} \frac{1}{\Delta_V} (1 - E_V) \right) \quad (4-87)$$

$$F_{1V} \frac{d\Delta_V}{d\theta} + \Delta_V \frac{dF_{1V}}{d\theta} = \frac{1}{U_e} \left(-2\Delta_V F_{1V} \frac{dU_e}{d\theta} + W_V^* \dot{M} \right) \quad (4-88)$$

$$\text{Où } Fr = \frac{u_\infty^2}{2gR}, \quad Re_L = \frac{2u_\infty R}{\nu_L} \quad \text{et } Pr_L = \frac{\nu_L}{\alpha_L}.$$

¹ Le cas de la convection naturelle est distingué du cas de la convection forcée par un critère déterminé expérimentalement (en eau) par (Liu, 1996) portant sur le nombre de Froude : si $Fr^{1/2}$ est inférieur à environ 1.5, l'écoulement liquide n'influe pas sur les transferts thermiques en ébullition en film.

3. RÉOLUTION NUMÉRIQUE DU MODÈLE

On calcule les valeurs caractéristiques, données par l'analyse d'échelles, des différentes variables. Puis, on résout le système linéaire d'équations différentielles, les valeurs initiales étant prises en $\theta = 0$. L'expression explicite des fonctions auxiliaires et de leur dérivée n'est pas calculée.

Conventions d'écriture :

- La virgule sépare les colonnes d'une matrice/d'un vecteur ligne, le point-virgule sépare les lignes d'une matrice/d'un vecteur colonne.
- La valeur située ligne i (resp. colonne j) d'un vecteur colonne (resp. ligne) est notée X_{i1} (resp. X_{1j}).
- La valeur située ligne i, colonne j de la matrice M est notée M_{ij} .

On définit le vecteur colonne Y de la manière suivante : $Y = (W_{LV}^\circ ; \Delta_V ; \Delta_L^H ; \Delta_L^T ; \dot{M})$.

Les coefficients, les variables auxiliaires, ainsi que leurs dérivées (vecteurs lignes) peuvent s'exprimer en fonction des deux variables θ et Y.

3.1. CALCUL DES COEFFICIENTS ET DE LEUR DÉRIVÉE

La dérivée de $A_{0L}(\theta, Y)$ s'exprime de la manière suivante :

$$dA_{0L}(\theta, Y) = \left(\frac{\partial A_{0V}}{\partial W_{LV}^\circ}, \frac{\partial A_{0V}}{\partial \Delta_V}, \frac{\partial A_{0V}}{\partial \Delta_L^H}, \frac{\partial A_{0V}}{\partial \Delta_L^T}, \frac{\partial A_{0V}}{\partial \dot{M}}, \frac{\partial A_{0V}}{\partial \theta} \right)$$

$$A_{0L}(\theta, Y) = W_{LV}^* W_{LV}^\circ = W_{LV}^* Y_{11}$$

$$A_{1L}(\theta, Y) = -2(W_{LV}^* Y_{11} - 1)$$

$$A_{2L}(\theta, Y) = W_{LV}^* Y_{11} - 1$$

$$dA_{0L}(\theta, Y) = (W_{LV}^*, 0, 0, 0, 0, 0)$$

$$dA_{1L}(\theta, Y) = (-2W_{LV}^*, 0, 0, 0, 0, 0)$$

$$dA_{2L}(\theta, Y) = (W_{LV}^*, 0, 0, 0, 0, 0)$$

$$B_{0L}(\theta, Y) = 1$$

$$B_{1L}(\theta, Y) = -2$$

$$B_{2L}(\theta, Y) = 1$$

$$dB_{0L}(\theta, Y) = dB_{1L}(\theta, Y)$$

$$= dB_{2L}(\theta, Y) = (0, 0, 0, 0, 0, 0)$$

$$A_{0V}(\theta, Y) = 0$$

$$A_{1V}(\theta, Y) = \frac{3}{2} W_{LV}^* Y_{11} + \frac{1}{2} C_V(\theta, Y) + D_V(\theta, Y)$$

$$A_{2V}(\theta, Y) = -C_V(\theta, Y)$$

$$A_{3V}(\theta, Y) = -\frac{1}{2} W_{LV}^* Y_{11} + \frac{1}{2} C_V(\theta, Y) - D_V(\theta, Y)$$

$$\text{avec } C_V(\theta, Y) = \frac{1}{2} \frac{\rho_L u_\infty}{\mu_V R} \delta_V^{*2} Y_{21}^2 \left(\frac{dU_e}{d\theta} + \frac{1}{3} \frac{1}{Fr} \left(\frac{\rho_L - \rho_V}{\rho_L} \right) \right)$$

$$\text{et } D_V(\theta, Y) = \frac{\mu_L}{\mu_V} \frac{\delta_V^*}{\delta_L^{H*}} \frac{Y_{21}}{Y_{31}} (W_{LV}^* Y_{11} - 1)$$

$$dA_{0V}(\theta, Y) = (0, 0, 0, 0, 0, 0)$$

$$dA_{1V}(\theta, Y) = \left(\frac{3}{2} W_{LV}^*, 0, 0, 0, 0, 0 \right) + \frac{1}{2} dC_V(\theta, Y) + dD_V(\theta, Y)$$

$$dA_{2V}(\theta, Y) = -dC_V(\theta, Y)$$

$$dA_{3V}(\theta, Y) = \left(-\frac{1}{2} W_{LV}^*, 0, 0, 0, 0, 0 \right) + \frac{1}{2} dC_V(\theta, Y) - dD_V(\theta, Y)$$

Avec :

$$dC_V(\theta, Y) = \frac{\rho_L U_\infty}{\mu_V R} \delta_V^{*2} Y_{21} \left(0, \left(\frac{dU_e}{d\theta} + \frac{1}{3} \frac{1}{Fr} \left(\frac{\rho_L - \rho_V}{\rho_L} \right) \right), 0, 0, 0, \frac{Y_{21}}{2} \frac{d^2 U_e}{d\theta^2} \right)$$

$$dD_V(\theta, Y) = \frac{\mu_L}{\mu_V} \frac{\delta_V^*}{\delta_L^{H*}} \left(\frac{Y_{21}}{Y_{31}} W_{LV}^*, \frac{1}{Y_{31}} (W_{LV}^* Y_{11} - 1), -\frac{Y_{21}}{Y_{31}^2} (W_{LV}^* Y_{11} - 1), 0, 0, 0 \right)$$

$$B_{0V}(\theta, Y) = 1$$

$$dB_{0V}(\theta, Y) = dB_{2V}(\theta, Y) = (0, 0, 0, 0, 0, 0)$$

$$B_{1V}(\theta, Y) = \frac{1}{2} (E_V(\theta, Y) - 3)$$

$$dB_{1V}(\theta, Y) = \frac{1}{2} dE_V(\theta, Y)$$

$$B_{2V}(\theta, Y) = 0$$

$$dB_{3V}(\theta, Y) = -\frac{1}{2} dE_V(\theta, Y)$$

$$B_{3V}(\theta, Y) = \frac{1}{2} (1 - E_V(\theta, Y))$$

$$\text{Avec } E_V(\theta, Y) = \frac{\delta_V^*}{\lambda_V} \frac{h_{LV} \dot{m}^*}{T_S - T_{Sat}} Y_{21} Y_{51} + 2 \frac{\lambda_L}{\lambda_V} \frac{\delta_V^*}{\delta_L^{T*}} \frac{T_{Sat} - T_\infty}{T_S - T_{Sat}} \frac{Y_{21}}{Y_{41}}$$

$$dE_V(\theta, Y) = \left(0, \frac{\delta_V^*}{\lambda_V} \frac{h_{LV} \dot{m}^*}{T_S - T_{Sat}} Y_{51} + 2 \frac{\lambda_L}{\lambda_V} \frac{\delta_V^*}{\delta_L^{T*}} \frac{T_{Sat} - T_\infty}{T_S - T_{Sat}} \frac{1}{Y_{41}}, 0, -2 \frac{\lambda_L}{\lambda_V} \frac{\delta_V^*}{\delta_L^{T*}} \frac{T_{Sat} - T_\infty}{T_S - T_{Sat}} \frac{Y_{21}}{Y_{41}^2}, \frac{\delta_V^*}{\lambda_V} \frac{h_{LV} \dot{m}^*}{T_S - T_{Sat}} Y_{21}, 0 \right)$$

On définit $A_L(\theta, Y)$, $B_L(\theta, Y)$, $A_V(\theta, Y)$, $B_V(\theta, Y)$, vecteurs colonnes, par :

$$A_L(\theta, Y) = (A_{0L} ; A_{1L} ; A_{2L})$$

$$B_L(\theta, Y) = (B_{0L} ; B_{1L} ; B_{2L})$$

$$A_V(\theta, Y) = (A_{0V} ; A_{1V} ; A_{2V} ; A_{3V})$$

$$B_V(\theta, Y) = (B_{0V} ; B_{1V} ; B_{2V} ; B_{3V})$$

De la même manière, on définit les matrices dérivées $dA_L(\theta, Y)$, $dB_L(\theta, Y)$, de taille (3 x 6) et $dA_V(\theta, Y)$, $dB_V(\theta, Y)$, de taille (4 x 6), où chaque ligne est composée du vecteur dérivée d'un coefficient (par exemple, $dA_L(\theta, Y) = (dA_{0L} ; dA_{1L} ; dA_{2L})$).

$$dA_L(\theta, Y) = W_{LV}^* \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

3.2. CALCUL DES FONCTIONS AUXILIAIRES ET DE LEUR DÉRIVÉE

On introduit les matrices M_3 , de taille (3 x 3) et M_4 , de taille (4 x 4), définies par $M_{ij} = \frac{1}{i+j-1}$:

$$M_3 = \begin{bmatrix} 1 & 1/2 & 1/3 \\ 1/2 & 1/3 & 1/4 \\ 1/3 & 1/4 & 1/5 \end{bmatrix} \text{ et } M_3 = \begin{bmatrix} 1 & 1/2 & 1/3 & 1/4 \\ 1/2 & 1/3 & 1/4 & 1/5 \\ 1/3 & 1/4 & 1/5 & 1/6 \\ 1/4 & 1/5 & 1/6 & 1/7 \end{bmatrix}$$

ainsi que les vecteurs lignes, L_3 et L_4 , associés aux matrices et définis par : $L_3 = \left(1, \frac{1}{2}, \frac{1}{3}\right)$, $L_4 = \left(1, \frac{1}{2}, \frac{1}{3}, \frac{1}{4}\right)$.

Ils nous permettent ainsi d'exprimer les fonctions auxiliaires et leur dérivée de manière simple :

$$\begin{aligned} F_{1L}(\theta, Y) &= 1 - L_3 A_L(\theta, Y) & dF_{1L}(\theta, Y) &= -L_3 dA_L(\theta, Y) \\ F_{2L}(\theta, Y) &= (L_3 - {}^t A_L(\theta, Y) M_3) A_L(\theta, Y) & dF_{2L}(\theta, Y) &= (L_3 - 2 {}^t A_L(\theta, Y) M_3) dA_L(\theta, Y) \\ G_L(\theta, Y) &= ({}^t A_L(\theta, Y) M_3 - L_3) B_L^{HT}(\theta, Y) + L_3 B_L(\theta, Y) & dG_L(\theta, Y) &= {}^t A_L(\theta, Y) M_3 dB_L^{HT}(\theta, Y) + {}^t B_L^{HT}(\theta, Y) M_3 dA_L(\theta, Y) \\ & & & + L_3 (dB_L(\theta, Y) - dB_L^{HT}(\theta, Y)) \end{aligned}$$

Avec :

$$\begin{aligned} \Delta_{HT}(\theta, Y) &= \frac{\delta_L^H}{\delta_L^T} = \frac{\delta_L^{H*}}{\delta_L^{T*}} \frac{Y_{31}}{Y_{41}} & d\Delta_{HT}(\theta, Y) &= \frac{\delta_L^{H*}}{\delta_L^{T*}} \left(0, 0, \frac{1}{Y_{41}}, -\frac{Y_{31}}{Y_{41}^2}, 0, 0\right) \\ B_L^{HT}(\theta, Y) &= (B_{0L} \Delta_{HT} ; B_{1L} \Delta_{HT}^2 ; B_{2L} \Delta_{HT}^3) & dB_L^{HT}(\theta, Y) &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & B_{0L} \Delta_{HT} / Y_{31} & -B_{0L} \Delta_{HT} / Y_{41} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2B_{1L} \Delta_{HT}^2 / Y_{31} & -2B_{1L} \Delta_{HT}^2 / Y_{41} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 3B_{2L} \Delta_{HT}^3 / Y_{31} & -3B_{2L} \Delta_{HT}^3 / Y_{41} & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ F_{1V}(\theta, Y) &= L_4 A_V(\theta, Y) & dF_{1V}(\theta, Y) &= L_4 dA_V(\theta, Y) \\ F_{2V}(\theta, Y) &= {}^t A_V(\theta, Y) M_4 A_V(\theta, Y) & dF_{2V}(\theta, Y) &= 2 {}^t A_V(\theta, Y) M_4 dA_V(\theta, Y) \\ G_V(\theta, Y) &= {}^t A_V(\theta, Y) M_4 B_V(\theta, Y) & dG_V(\theta, Y) &= {}^t A_V(\theta, Y) M_4 dB_V(\theta, Y) + {}^t B_V(\theta, Y) M_4 dA_V(\theta, Y) \end{aligned}$$

Remarque : pour exprimer $G_L(\theta, Y)$, la démarche est plus complexe car il faut distinguer le cas où $\delta_L^T \leq \delta_L^H$ (cas de l'eau) du cas où $\delta_L^T > \delta_L^H$ (cas du sodium) :

$$G_L = \frac{1}{u_e (T_{Sat} - T_\infty) \delta_L^T} \int_{Y_{LV}}^{Y_T} u_L (T_L - T_\infty) dy = \frac{1}{u_e (T_{Sat} - T_\infty) \delta_L^T} \left(\int_{Y_{LV}}^{Y_H} u_L (T_L - T_\infty) dy + u_e \int_{Y_H}^{Y_T} (T_L - T_\infty) dy \right)$$

3.3. CONDITIONS INITIALES

Comme mentionné précédemment, la résolution du système d'équations différentielles nécessite la définition de conditions initiales que l'on choisit au niveau du point d'arrêt. Ainsi, on définit en $\theta = 0$ un système algébrique d'équations non linéaires, donné par les équations (4-89) à (4-93) (on précise que $U_e \xrightarrow{\theta \rightarrow 0} 0$ et

$\left(\frac{dU_e}{d\theta}\right) \xrightarrow{\theta \rightarrow 0} \frac{3}{2}$). Sa résolution fournira les valeurs de W_{LV}° , Δ_V , Δ_L^H , Δ_L^T , \dot{M} au voisinage de $\theta = 0$.

$$-\frac{3}{2} (3F_{2L} + F_{1L}) \Delta_L^H + \frac{2\dot{m}^* R^2}{\mu_L Re_L \delta_L^{H*}} (W_{LV}^* W_{LV}^\circ - 1) \dot{M} + \frac{2R^2 A_{1L}}{Re_L} \frac{\delta_L^{T*}}{\delta_L^{H*3}} \frac{\Delta_L^T}{\Delta_L^H} = 0 \quad (4-89)$$

$$-3\Delta_L^T G_L - \frac{2\dot{m}^* R^2}{\mu_L \text{Re}_L \delta_L^{T^*}} \dot{M} + \frac{4R^2}{\text{Pr}_L \text{Re}_L \delta_L^{T^*2}} \frac{1}{\Delta_L^T} = 0 \quad (4-90)$$

$$\frac{3}{2} \left(\frac{\rho_L}{\rho_v} - 3F_{2v} \right) \Delta_v + W_v^* W_{Lv}^* W_{Lv}^0 \dot{M} + \frac{\rho_L - \rho_v}{\rho_v} \frac{1}{3\text{Fr}} \Delta_v + \frac{\mu_v W_v^*}{\dot{m}^* \delta_v^*} \frac{1}{\Delta_v} (2A_{2v} + 3A_{3v}) = 0 \quad (4-91)$$

$$-3\Delta_v G_v + \frac{3}{2} \frac{\rho_v \alpha_v W_v^*}{\delta_v^* \dot{m}^*} \frac{1}{\Delta_v} (1 - E_v) = 0 \quad (4-92)$$

$$-3\Delta_v F_{1v} + W_v^* \dot{M} = 0 \quad (4-93)$$

3.4. RÉOLUTION DU SYSTÈME D'ÉQUATIONS DIFFÉRENTIELLES

On obtient au final un système linéaire d'équations différentielles adimensionnelles, valable pour $x > 0$. Ce système peut s'écrire sous la forme matricielle suivante :

$$M(\theta, Y) \frac{dY}{d\theta} = V(\theta, Y) \quad (4-94)$$

où $\frac{dY}{d\theta}$ est un vecteur colonne formé par les dérivées par rapport à θ des 5 variables adimensionnelles, M est une matrice (5 x 5) et V un vecteur colonne (5 x 1) qui s'expriment de la manière suivante :

$$\frac{dY}{d\theta} = \left(\frac{dW_{Lv}^0}{d\theta}; \frac{d\Delta_v}{d\theta}; \frac{d\Delta_L^H}{d\theta}; \frac{d\Delta_L^T}{d\theta}; \frac{d\dot{M}}{d\theta} \right)$$

$$M(\theta, Y) = \begin{bmatrix} dF_{2L,11}\Delta_L^H & dF_{2L,12}\Delta_L^H & F_{2L} + dF_{2L,13}\Delta_L^H & dF_{2L,14}\Delta_L^H & dF_{2L,15}\Delta_L^H \\ dG_{L,11}\Delta_L^T & dG_{L,12}\Delta_L^T & dG_{L,13}\Delta_L^T & G_L + dG_{L,14}\Delta_L^T & dG_{L,15}\Delta_L^T \\ dF_{2v,11}\Delta_v & F_{2v} + dF_{2v,12}\Delta_v & dF_{2v,13}\Delta_v & dF_{2v,14}\Delta_v & dF_{2v,15}\Delta_v \\ dG_{v,11}\Delta_v & G_v + dG_{v,12}\Delta_v & dG_{v,13}\Delta_v & dG_{v,14}\Delta_v & dG_{v,15}\Delta_v \\ dF_{1v,11}\Delta_v & F_{1v} + dF_{1v,12}\Delta_v & dF_{1v,13}\Delta_v & dF_{1v,14}\Delta_v & dF_{1v,15}\Delta_v \end{bmatrix}$$

$$V(\theta, Y) = \begin{bmatrix} -dF_{2L,16}\Delta_L^H + \frac{1}{U_e} \left(-(3F_{2L} + F_{1L}) \Delta_L^H \frac{dU_e}{d\theta} + \frac{2\dot{m}^* R^2}{\mu_L \text{Re}_L \delta_L^{H^*}} (W_{Lv}^* W_{Lv}^0 - 1) \dot{M} + \frac{2R^2 A_{1L}}{\text{Re}_L} \frac{\delta_L^{T^*}}{\delta_L^{H^*3}} \frac{\Delta_L^T}{\Delta_L^{H^2}} \right) \\ -dG_{L,16}\Delta_L^T + \frac{1}{U_e} \left(-2\Delta_L^T G_L \frac{dU_e}{d\theta} - \frac{2\dot{m}^* R^2}{\mu_L \text{Re}_L \delta_L^{T^*}} \dot{M} + \frac{4R^2}{\text{Pr}_L \text{Re}_L \delta_L^{T^*2}} \frac{1}{\Delta_L^T} \right) \\ -dF_{2v,16}\Delta_v + \frac{1}{U_e} \left(\left(\frac{\rho_L}{\rho_v} - 3F_{2v} \right) \Delta_v \frac{dU_e}{d\theta} + W_v^* W_{Lv}^* W_{Lv}^0 \dot{M} + \frac{\rho_L - \rho_v}{\rho_v} \frac{1}{3\text{Fr}} \Delta_v \right. \\ \left. + \frac{\mu_v W_v^*}{\dot{m}^* \delta_v^*} \frac{1}{\Delta_v} (2A_{2v} + 3A_{3v}) \right) \\ -dG_{v,16}\Delta_v + \frac{1}{U_e} \left(-2\Delta_v G_v \frac{dU_e}{d\theta} + \frac{3}{2} \frac{\rho_v \alpha_v W_v^*}{\delta_v^* \dot{m}^*} \frac{1}{\Delta_v} (1 - E_v) \right) \\ -dF_{1v,16}\Delta_v + \frac{1}{U_e} \left(-2\Delta_v F_{1v} \frac{dU_e}{d\theta} + W_v^* \dot{M} \right) \end{bmatrix}$$

La résolution du système algébrique (en $\theta = 0$) et du système matriciel a été effectuée à l'aide du logiciel Scilab¹. Les différents paramètres d'entrée du modèle sont :

- la température de la sphère, T_s ,
- la température du sodium, T_L ,
- le diamètre de la sphère, D ,
- la pression du système, P ,
- la vitesse de l'écoulement liquide², u_∞ .

Une option permet également de prendre en compte le rayonnement de manière additive³ auquel cas il est nécessaire de préciser la nature du matériau chauffant (T_a , UO_2 , ...). L'équation d'état et les propriétés thermophysiques du sodium utilisées sont celles du code SIMMER, présentées en annexe 1. Les propriétés optiques du sodium et d'autres matériaux sont également référencées dans les annexes 1 et 2.

Le système est résolu pour θ variant de 0 à l'angle pour lequel le calcul diverge, noté θ_{div} . En convection naturelle, θ_{div} est proche de π et diminue lorsque la vitesse de l'écoulement externe augmente ($\theta_{div} \approx 1.5$ en convection forcée). Comme souligné par Shigechi (1983) et rappelé dans (De Malmazet, 2009), on distingue deux types de divergence :

- l'une liée au décollement de l'écoulement vapeur en $\theta_{div,V}$ ($\delta_V \rightarrow \infty$) pour le cas d'un faible sous-refroidissement et d'une surchauffe élevée, car $\left(\frac{\partial u_V}{\partial y} \right)_{y=0} \xrightarrow{\theta \rightarrow \theta_{div}} 0$,
- l'autre provoquée par le décollement de l'écoulement liquide en $\theta_{div,L}$ ($\delta_L^H \rightarrow \infty$) pour le cas d'un sous-refroidissement important et d'une faible surchauffe. Le profil de vitesse dans le liquide devient plat : $\left(\frac{\partial u_L}{\partial y} \right)_{y=y_{LV}} \xrightarrow{\theta \rightarrow \theta_{div}} 0$, $W_{LV} \rightarrow 1$, et le calcul diverge. Les conditions sont telles que la vaporisation est faible ; l'écoulement du liquide pilote donc la mise en mouvement du film de vapeur. Etant donné que $\theta_{div,L}$ est inférieur $\theta_{div,V}$, les transferts de chaleur entre $\theta_{div,L}$ et $\theta_{div,V}$ ne sont pas pris en compte, ce qui conduit à sous-estimer la densité de flux de chaleur moyenne, calculée entre 0 et $\theta_{div,L}$.

De Malmazet (2009) montre qu'avec une description plus précise des écoulements, en particulier de la phase liquide, il est possible de faire disparaître le décollement de l'écoulement liquide et ne conserver qu'un angle de divergence correspondant au décollement de l'écoulement vapeur ($\theta_{div} = \theta_{div,V}$). Il opte pour des profils d'ordre supérieur (ordre 5) pour décrire les champs de vitesse et de température dans les couches limites liquides et le film de vapeur. Les résultats du modèle étant par ailleurs identiques, nous avons choisi de conserver les profils définis initialement, d'ordre 2 dans la phase liquide et d'ordre 3 dans la phase vapeur.

¹ Utilisation des fonctions *fsolve* et *impl*.

² Pour traiter le cas de la convection naturelle, il est impossible d'imposer une vitesse nulle. Aussi, de très faibles vitesses sont utilisées ($u_\infty = 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$). On vérifie la convergence des résultats du modèle à des vitesses inférieures (e.g. $u_\infty = 10^{-6} \text{ m.s}^{-1}$). Il en est de même pour le cas d'un liquide saturé, où l'on utilise des sous-refroidissements proches de 0 K (e.g. 0.1 K).

³ La formule de Sakurai (1990-a), présentée au paragraphe 3.3.1 du Chapitre 1, est utilisée pour prendre en compte le rayonnement de manière additive. On définit alors une densité de flux thermique totale par : $q_t = q_{sv,m} + Jq_r$, $q_{sv,m}$ étant la densité de flux moyenne cédée par la sphère, définie dans le paragraphe 3.5, Chapitre 4.

3.5. CALCUL DES FLUX DE CHALEUR

Une fois le système résolu, les densités de flux indiquées sur la Figure 4-3 et définies ci-après, sont calculées :

- la densité de flux de chaleur cédée par la sphère au film de vapeur :

$$q_{sv}(\theta) = -\lambda_v \frac{\partial T_v}{\partial y}(\theta, 0) \quad (4-95)$$

- la densité de flux de chaleur allant du film de vapeur à l'interface L-V :

$$q_{vi}(\theta) = -\lambda_v \frac{\partial T_v}{\partial y}(\theta, y_{LV}) \quad (4-96)$$

- la densité de flux de chaleur venant de l'interface L-V et servant à chauffer le liquide :

$$q_{il}(\theta) = -\lambda_L \frac{\partial T_L}{\partial y}(\theta, y_{LV}) \quad (4-97)$$

- la densité de flux convectée du liquide vers l'interface L-V :

$$q_{vapLi}(\theta) = h_{Lsat} \dot{m}(\theta) \quad (4-98)$$

- la densité de flux convectée de l'interface vers la vapeur :

$$q_{vapiv}(\theta) = h_{Vsat} \dot{m}(\theta) \quad (4-99)$$

- la densité de flux de vaporisation :

$$q_{vap}(\theta) = h_{LV} \dot{m}(\theta) \quad (4-100)$$

- la densité de flux convectée dans le film de vapeur :

$$q_{conv}(\theta, y) = \rho_v u_v(\theta, y) (c_{pv}(T_v(\theta, y) - T_{sat}) + h_{vsat}) \quad (4-101)$$

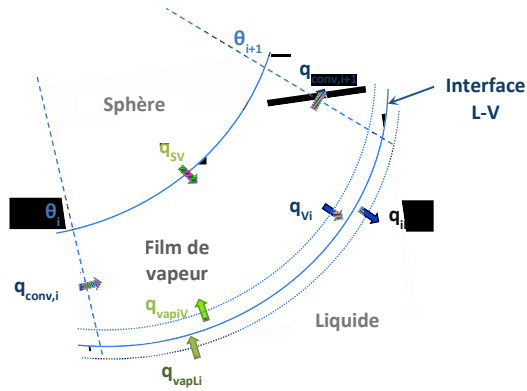


Figure 4-3 - Densités de flux entrant et sortant d'un volume élémentaire compris entre θ_i et θ_{i+1} lors de l'ébullition en film autour d'une sphère

Elles sont ensuite intégrées sur la surface correspondante, parmi celles schématisées sur la Figure 4-4 et la Figure 4-5 :

- la surface S_{SV} , au niveau de l'interface S-V :

$$S_{SV} = \iint d^2 S_{SV} = \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\theta_{div}} R^2 \sin \theta d\theta d\phi = 2\pi R^2 \int_{\theta=0}^{\theta_{div}} \sin \theta d\theta \quad (4-102)$$

- la surface S_{LV} , au niveau de l'interface L-V :

$$S_{LV} = \iint d^2 S_{LV} = \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\theta_{div}} (R + \delta_v(\theta))^2 \sin\theta \cos(\psi(\theta)) d\theta d\phi = 2\pi \int_{\theta=0}^{\theta_{div}} (R + \delta_v(\theta))^2 \sin\theta \cos(\psi(\theta)) d\theta \quad (4-103)$$

- la surface S_v , au niveau de l'épaisseur du film de vapeur, à un angle θ donné :

$$S_v = \iint d^2 S_v = \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{y=0}^{\delta_v(\theta)} R \sin\theta d\phi dy = 2\pi R \sin\theta \int_{y=0}^{\delta_v(\theta)} dy \quad (4-104)$$

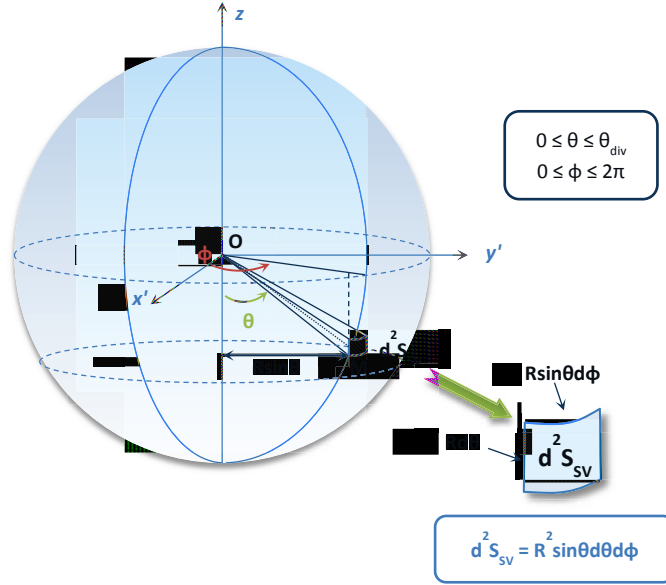


Figure 4-4 - Géométrie sphérique et surface d'échange sphère-vapeur

Pour ce faire, on discrétise l'espace selon y , tel que $\delta_v = M\Delta y$ et selon l'angle θ , tel que $\theta_{div} = N\Delta\theta$. L'intégrale de la densité de flux sur une surface S se ramène donc à une somme discrète, dont l'expression est donnée ci-après :

$$Q_{SV} = 2\pi R^2 \int_{\theta=0}^{\theta_{div}} q_{sv}(\theta) \sin\theta d\theta = 2\pi R^2 \sum_{i=1}^{N-1} (q_{sv}(\theta_i) \sin\theta_i + q_{sv}(\theta_{i+1}) \sin\theta_{i+1}) \frac{\Delta\theta}{2} \quad (4-105)$$

$$\begin{aligned} Q_{vi} &= 2\pi \int_{\theta=0}^{\theta_{div}} q_{vi}(\theta) (R + \delta_v(\theta))^2 \sin\theta d\theta \\ &= 2\pi \sum_{i=1}^{N-1} (q_{vi}(\theta_i) (R + \delta_v(\theta_i))^2 \sin\theta_i + q_{vi}(\theta_{i+1}) (R + \delta_v(\theta_{i+1}))^2 \sin\theta_{i+1}) \frac{\Delta\theta}{2} \end{aligned} \quad (4-106)$$

Q_{iL} , Q_{vapLi} , Q_{vapiv} sont calculés de manière analogue à Q_{vi} , en remplaçant q_{vi} par la densité de flux correspondante.

$$Q_{conv}(\theta) = 2\pi R \sin\theta \int_{y=0}^{\delta_v(\theta)} q_{conv}(\theta) dy = 2\pi R \sin\theta \sum_{i=1}^{M-1} (q_{conv}(y_i) + q_{conv}(y_{i+1})) \frac{\Delta y}{2} \quad (4-107)$$

$$Q_{conv\text{sillage}} = Q_{conv}(\theta_{div}) - Q_{conv}(0) \approx Q_{conv}(\theta_{div}) \quad (4-108)$$

On définit par ailleurs la densité de flux moyenne cédée par la sphère, q_{svm} , par :

$$q_{svm} = \frac{Q_{sv}}{4\pi R^2}$$

(4-109)

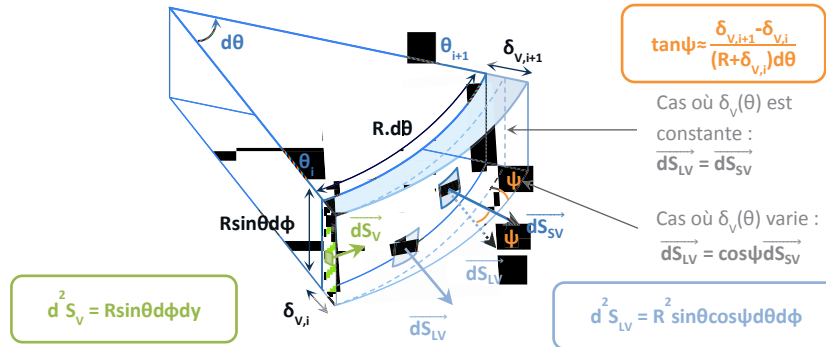


Figure 4-5 - Surfaces d'intégration des flux en géométrie sphérique

On détermine également une densité de flux totale moyenne, notée q_{totm} , qui **inclut le rayonnement de manière additive**. Les transferts radiatifs sont calculés à partir de la formule de Sakurai (cf. Chapitre 2, paragraphe 3.3.1).

$$q_{totm} = q_{svm} + q_r$$

(4-110)

Avec $q_r = J h_r \Delta T_v$, h_r étant donné par l'équation (1-25) et J par l'équation (1-26).

Le calcul des flux permet non seulement d'estimer les transferts de chaleur en ébullition en film mais aussi de vérifier le bon respect du bilan d'énergie sur le film de vapeur. Selon le volume de contrôle choisi (frontière située dans la vapeur ou le liquide à l'interface L-V), le bilan s'exprime comme suit :

$$Q_{sv} + Q_{vapiv} = Q_{vi} + Q_{conv,sillage}$$

(4-111)

$$Q_{sv} + Q_{vapLi} = Q_{iL} + Q_{conv,sillage}$$

(4-112)

4. INTRODUCTION DU RAYONNEMENT À L'INTERFACE LIQUIDE-VAPEUR

Dans le domaine des hautes températures, le rayonnement émis par un corps chaud peut participer de manière significative aux transferts de chaleur. Une faible émissivité du matériau permet de minimiser le transfert radiatif, qui peut alors être traité de manière indépendante, en parallèle des transferts conducto-convectifs en ébullition en film (cf. Chapitre 1, paragraphe 3.3.1).

Lors de l'ébullition en film du sodium autour d'une sphère, le rayonnement émis par la paroi chauffante traverse la vapeur de sodium, supposée transparente (cf. annexe 1.3.2), et atteint l'interface L-V. Aucun rayonnement n'est transmis au sein du sodium liquide, considéré opaque¹ (cf. annexe 1.3.1). **Le rayonnement contribue donc directement à la vaporisation du liquide** à l'interface L-V, d'autant plus que l'émissivité de la paroi est élevée (e.g. pour l' UO_2 , $\epsilon_{\text{UO}_2} \approx 0.85$). La prise en compte des transferts radiatifs de manière additive n'est donc plus adaptée et une approche couplée doit être adoptée afin de prédire correctement la quantité de vapeur produite.

C'est pourquoi, un **modèle d'ébullition en film stable du sodium avec prise en compte du transfert thermique radiatif à l'interface L-V**, similaire au précédent modèle, est développé.

Des hypothèses identiques à celles formulées au paragraphe 1.2 sont utilisées et les équations fondamentales du problème (paragraphe 1.3) restent les mêmes, excepté le bilan interfacial d'énergie (équation (4-16)). Il est modifié par l'introduction du rayonnement à l'interface L-V et devient :

$$\lambda_v \left(\frac{\partial T_v}{\partial y} \right)_{y_{LV}} + \dot{m} h_{LV} = \lambda_L \left(\frac{\partial T_L}{\partial y} \right)_{y_{LV}} + h_r \Delta T_v \quad (4-113)$$

Avec h_r défini par l'équation (1-25) rappelée ci-dessous :

$$h_r = \frac{\sigma_{SB}}{\frac{1}{\epsilon_S} + \frac{1}{\alpha_L} - 1} \frac{T_S^4 - T_{\text{Sat}}^4}{\Delta T_{\text{Sat}}} \quad (1-25)$$

Par conséquent, l'expression du coefficient E_v (équation (4-51)), déterminée à partir du bilan interfacial d'énergie, est également modifiée :

$$E_v = \frac{\delta_v}{\lambda_v} \frac{\dot{m} h_{LV}}{T_S - T_{\text{Sat}}} + 2 \frac{\lambda_L}{\lambda_v} \frac{\delta_v}{\delta_L^*} \frac{T_{\text{Sat}} - T_\infty}{T_S - T_{\text{Sat}}} - \frac{\delta_v}{\lambda_v} h_r \quad (4-114)$$

Après adimensionnalisation, on obtient les formulations suivantes de E_v et de sa dérivée, dE_v :

$$E_v(\theta, Y) = \frac{\delta_v^*}{\lambda_v} \frac{h_{LV} \dot{m}^*}{T_S - T_{\text{Sat}}} Y_{21} Y_{51} + 2 \frac{\lambda_L}{\lambda_v} \frac{\delta_v^*}{\delta_L^{*2}} \frac{T_{\text{Sat}} - T_\infty}{T_S - T_{\text{Sat}}} \frac{Y_{21}}{Y_{41}} - \frac{\delta_v^*}{\lambda_v} h_r Y_{21}$$

¹ Le rayonnement est absorbé sur une épaisseur de liquide **inférieure à 20 nm** pour des températures comprises entre 1500 K et 3500 K.

$$dE_v(\theta, Y) = \left(0, \frac{\delta_v^*}{\lambda_v} \frac{h_{LV}\dot{m}^*}{T_s - T_{Sat}} Y_{51} + 2 \frac{\lambda_L}{\lambda_v} \frac{\delta_v^*}{\delta_L^*} \frac{T_{Sat} - T_\infty}{T_s - T_{Sat}} \frac{1}{Y_{41}} - \frac{\delta_v^*}{\lambda_v} h_r, 0, -2 \frac{\lambda_L}{\lambda_v} \frac{\delta_v^*}{\delta_L^*} \frac{T_{Sat} - T_\infty}{T_s - T_{Sat}} \frac{Y_{21}}{Y_{41}^2}, \frac{\delta_v^*}{\lambda_v} \frac{h_{LV}\dot{m}^*}{T_s - T_{Sat}} Y_{21}, 0 \right)$$

La résolution du système d'équations est effectuée de manière analogue à la démarche explicitée au paragraphe 3. Le bilan d'énergie dans le film de vapeur est modifié par le rayonnement émis par la surface de la sphère, intégralement absorbé à l'interface L-V. Il se réécrit de la manière suivante :

$$Q_{SV} + Q_{vapiv} = Q_{vi} + Q_{conv,sillage} \quad (4-115)$$

$$Q_{SV} + Q_{vapLi} + Q_r = Q_{iL} + Q_{conv,sillage} \quad (4-116)$$

Avec :

$$Q_r = 2\pi R^2 q_r \int_{\theta=0}^{\theta_{div}} \sin\theta d\theta = 2\pi R^2 q_r \sum_{i=1}^{N-1} (\sin\theta_i + \sin\theta_{i+1}) \frac{\Delta\theta}{2} \quad (4-117)$$

$$q_r = h_r \Delta T_v \quad (4-118)$$

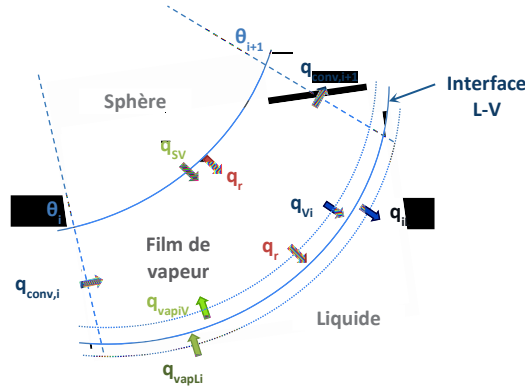


Figure 4-6 - Densités de flux entrant et sortant d'un volume élémentaire compris entre θ_i et θ_{i+1} lors de l'ébullition en film autour d'une sphère avec prise en compte du rayonnement

Le modèle d'ébullition en film stable développé permet d'évaluer les transferts thermiques en ébullition en film lors de la mise en contact d'une sphère à haute température avec du sodium en fonction des différents paramètres ΔT_{Sub} , T_s , D , u_∞ et P . Il permet donc de prédire la quantité de vapeur produite lors de l'interaction, information indispensable pour l'étude de l'explosion de vapeur. On souligne que ce modèle est valable dans le cas le plus général, que ce soit en convection naturelle ou forcée et quel que soit le sous-refroidissement du sodium.

L'application de ce modèle à des conditions expérimentales (expérience de Farahat) en vue de le valider, ou à des situations représentatives d'hypothétiques accidents graves dans un RNR- Na afin d'obtenir des tendances, fait l'objet du Chapitre 5.

CHAPITRE 5 RÉSULTATS DU MODÈLE DÉVELOPPÉ ET DISCUSSION

Dans une première partie, le modèle d'ébullition en film stable, développé au Chapitre 4, est appliqué au système Ta-Na en convection naturelle. On choisit comme paramètres d'entrée du calcul les conditions expérimentales des essais de Farahat (1971). Rappelons que cette expérience constitue l'unique base de données dont on dispose actuellement pour étudier l'ébullition en film du sodium. Tout d'abord, les résultats typiques du modèle sont illustrés pour l'essai 41. L'approche additive et couplée du rayonnement est adoptée afin d'apprécier l'influence de la prise en compte du rayonnement à l'interface L-V sur les transferts thermiques. Les densités de flux de chaleur sont ensuite calculées pour l'ensemble des essais. Elles sont comparées d'une part aux résultats expérimentaux (paragraphe 1.1) et d'autre part aux flux calculés à partir du modèle de Farahat et El-Halfawy et de la corrélation de SIMMER (paragraphe 1.3).

Dans une seconde partie, le modèle est utilisé pour étudier le système UO_2 -Na dans des conditions représentatives d'une situation accidentelle dans un RNR-Na. Plusieurs paramètres, à savoir ΔT_{Subr} , ΔT_{Satr} , D , u_∞ , P , ont été identifiés comme ayant un effet significatif sur les transferts thermiques en régime d'ébullition en film (Chapitre 1, paragraphe 3.4). Aussi, on s'intéressera à leur influence ainsi qu'à l'effet de la nature de la paroi chauffante sur les transferts thermiques radiatifs.

1. ÉTUDE DU SYSTÈME TA-NA EN CONVECTION NATURELLE - APPLICATION À L'EXPÉRIENCE DE FARAHAT

1.1. UN EXEMPLE : CAS DE L'ESSAI 41 DE FARAHAT

Les résultats du modèle sont exposés en détail uniquement pour l'essai 41, ceci dans un souci de concision et de clarté de présentation. Toutefois, les tendances observées pour cet essai sont similaires pour l'ensemble des essais de Farahat. Les courbes typiques d'évolution des variables principales (δ_V , δ_L^H , δ_L^T , \dot{m} et W_{LV}) ainsi que des densités de flux de chaleur sont présentées. On s'intéresse également aux profils de vitesse et de température dans les écoulements liquide et vapeur. Le transfert radiatif est pris en compte de manière additive (notée RA) et de manière couplée (notée RC) afin d'évaluer l'influence de la prise en compte du rayonnement à l'interface L-V sur les transferts thermiques et la production de vapeur.

Les paramètres d'entrée utilisés pour le calcul de l'essai 41 sont indiqués dans le Tableau 5-1.

Paramètre	Valeur
Sous-refroidissement du sodium	4.1 K
Température initiale de la sphère	2386.2 K
Diamètre	1.27 cm
Vitesse	10^{-4} m.s^{-1}
Pression	1 bar
Matériau	Tantale
Rayonnement	Additif (RA) et couplé (RC)

Tableau 5-1 - Paramètres d'entrée pour le calcul de l'essai 41 de Farahat

• Évolution de δ_V , δ_L^H et δ_L^T

L'évolution de l'épaisseur des couches limites liquides et du film de vapeur autour de la sphère est illustrée sur la Figure 5-1. δ_V , δ_L^H et δ_L^T augmentent faiblement en fonction de θ sur la face avant de la sphère (jusqu'à $\theta \approx 1.5 \text{ rad}$: $\delta_{V,RC}(1.5 \text{ rad}) = 1.23 \delta_{V,RC}(0)$), puis plus rapidement jusqu'à atteindre l'angle de décollement du film de vapeur ($\delta_{V,RC}(2.5 \text{ rad}) = 2.29 \delta_{V,RC}(0)$).

δ_V et δ_L^H sont du même ordre de grandeur et le rapport δ_V/δ_L^H est quasi constant le long de la sphère (il varie de 1.01 à 1.05 dans le cas RA et 1.28 et 1.34 dans le cas RC¹). En revanche, δ_L^T reste très supérieure à δ_L^H , comme le prédit la théorie de la couche limite (Bejan, 1995) : on retrouve un facteur de l'ordre de grandeur de $Pr_L^{-1/2}$ (≈ 16.3 dans les conditions de l'essai 41) entre les deux couches limites liquides (en $\theta = 0$, $\delta_L^T/\delta_L^H \approx 15.7$ dans les deux cas, RA et RC)².

¹ L'effet du rayonnement est discuté dans la suite du paragraphe.

² Pour l'eau, Pr est de l'ordre de l'unité ; par conséquent, δ_L^H et δ_L^T sont du même ordre de grandeur.

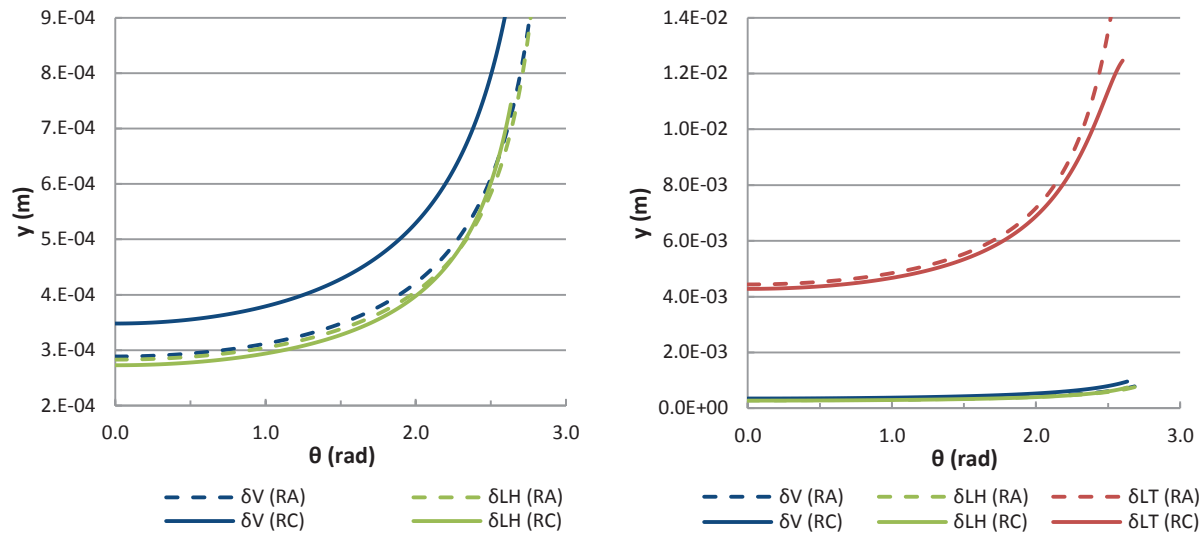


Figure 5-1 - Évolution de l'épaisseur du film de vapeur et des couches limites liquides le long de la sphère

Évolution de \dot{m} et W_{LV}

Le taux de vaporisation, \dot{m} , dont l'évolution est donnée Figure 5-2, est maximal en $\theta = 0$ puis diminue progressivement lorsque θ augmente. La variation de \dot{m} le long de la sphère est identique en convection forcée.

Dans l'ensemble des essais de Farahat, \dot{m} reste positif. Néanmoins, dans certains cas de fort sous-refroidissement, de faible surchauffe ou de vitesse élevée de l'écoulement, \dot{m} peut devenir négatif avant que θ_{div} ne soit atteint. Ceci traduit la condensation du film de vapeur, qui a lieu à l'arrière de la sphère, avant le décollement du film.

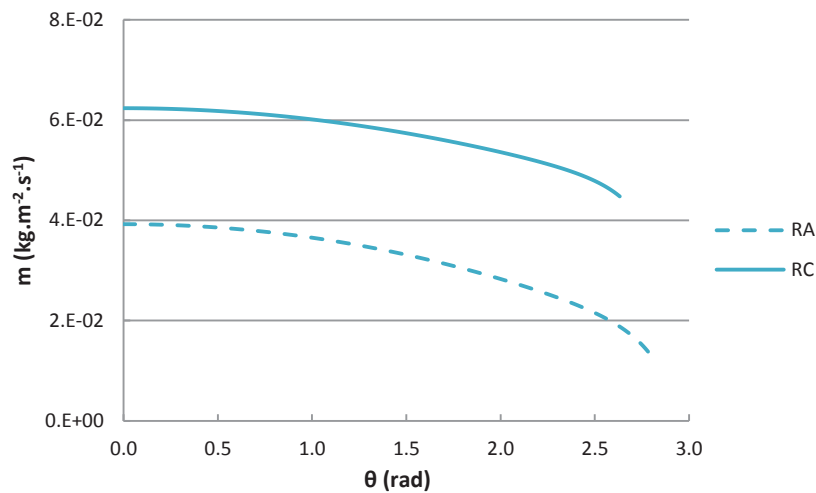


Figure 5-2 - Évolution du taux de vaporisation le long de la sphère

L'évolution de W_{LV} en convection naturelle est illustrée sur la Figure 5-3 : W_{LV} augmente autour de la sphère, d'abord faiblement, puis plus rapidement à partir de $\theta \approx 2$ rad. L'écoulement externe ayant une vitesse proche de 0 ($u_\infty = 10^{-4}$ m.s⁻¹), W_{LV} atteint des valeurs importantes, de l'ordre de 10^4 . Cette grandeur adimensionnelle, d'utilisation pratique en convection forcée, est peu adaptée dans le cas de la convection naturelle. Aussi, la représentation de la vitesse u_{LV} lui est préférée (Figure 5-3). u_{LV} croît de manière quasi linéaire à l'avant de la

sphère ($\theta \approx 0$), puis plus faiblement. Cette croissance plus lente de u_{LV} s'explique par l'accélération de la vapeur dans le film (cf. Figure 5-4 : $u_{V,max}$ augmente le long de la sphère) accompagnée de l'épaississement de celui-ci en fonction de θ .

Notons que W_{LV} étant supérieure à l'unité, la phase liquide est bien entraînée par l'écoulement de vapeur, comme considéré dans l'analyse d'échelles.

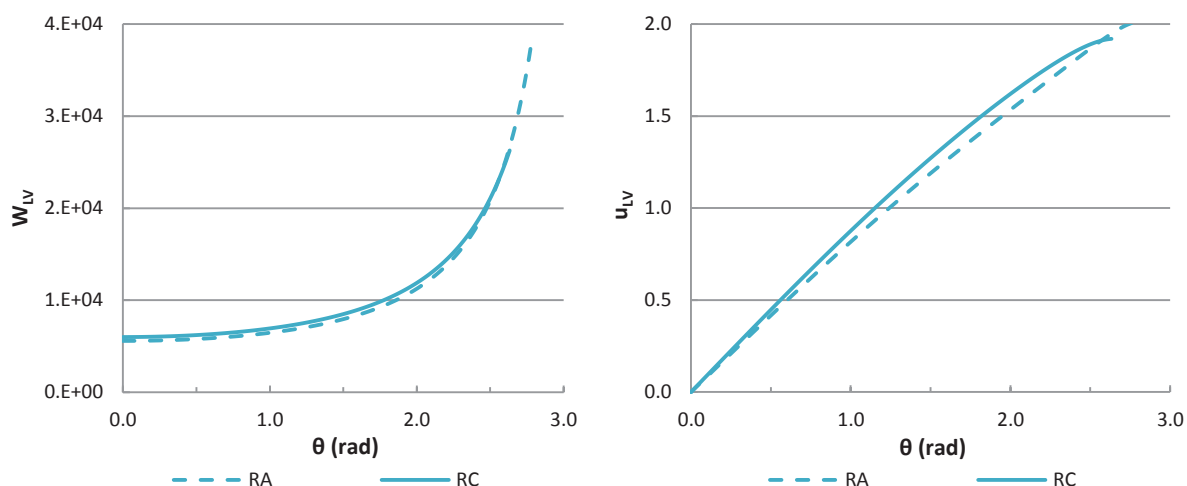


Figure 5-3 - Évolution de la vitesse tangentielle adimensionnelle (W_{LV}) et dimensionnelle (u_{LV}) à l'interface L-V le long de la sphère

▪ Évolution des profils de vitesse et de température (Cas RC)

Les profils de vitesse dans les écoulements liquide et vapeur sont représentés sur la Figure 5-4 (dans le cas où le rayonnement est pris en compte de manière couplée). Le profil des vitesses adimensionnelles, W_V et W_L , sont également donnés Figure 5-5.

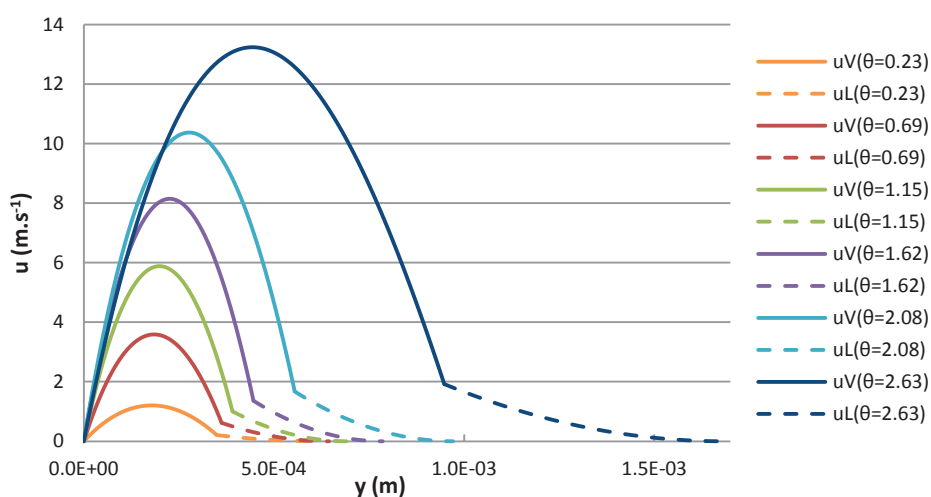


Figure 5-4 - Profils de vitesse dans les écoulements liquide et vapeur (θ en rad)

On observe une accélération de la vapeur dans le film lorsque θ augmente. La vitesse maximale, $u_{V,max}$, est située au milieu du film de vapeur (en $y \approx \delta_V/2$). Lorsque le sous-refroidissement est important (e.g. essai 30), la

faible vaporisation du liquide conduit à décaler $u_{V,max}$ vers l'interface L-V, ce qui valide la démarche adoptée dans l'analyse d'échelles, où l'on considère $u_L \sim u_V$ (cf. Chapitre 3, paragraphe 2.4). On retrouve l'augmentation de la vitesse interfaciale en fonction de θ ($u_{LV} = u_L(\delta_V)$ ou $W_L(0)$), dont la valeur reste bien plus faible que $u_{V,max}$. Dans le liquide, la vitesse diminue sur l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique pour tendre vers 0.

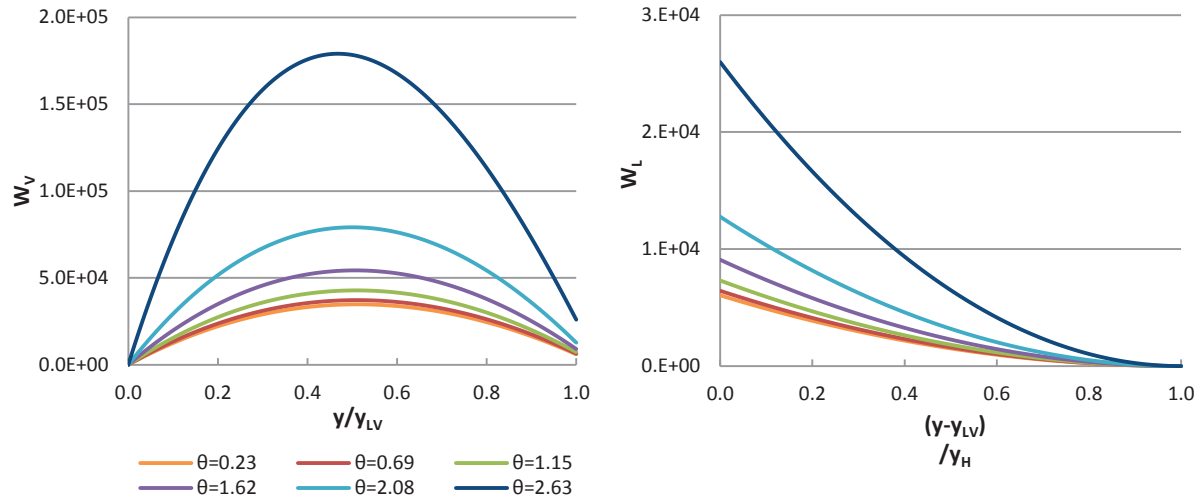


Figure 5-5 - Profil de la vitesse adimensionnelle dans les écoulements vapeur (W_V) et liquide (W_L) (θ en rad)

On représente également les profils des températures dimensionnelle (Figure 5-6) et adimensionnelle (Figure 5-7). On observe sur la Figure 5-6 l'augmentation rapide de δ_V à partir de $\theta = 1.62$ (celle de δ_L^T n'est pas entièrement visible de par le choix de l'axe). Le profil de température T_V^* , quasi linéaire à de faibles angles, devient convexe lorsque θ se rapproche de θ_{div} . Ceci atteste de l'importance croissante des effets convectifs dans le film de vapeur lorsque l'on se rapproche du point de décollement du film de vapeur. L'importance des termes convectifs, évaluée en calculant $(q_{SV}(\theta) - q_{VL}(\theta))/q_{SV}(\theta)$, est de 14.2 % en $\theta = 0$ et 29.12 % en θ_{div} . Dès lors, la température moyenne dans le film au voisinage de θ_{div} est inférieure à la température moyenne entre T_S et T_{Sat} , utilisée dans le modèle. Dans le cas où le rayonnement est pris en compte de manière additive, la courbure du profil de température est moins marquée, le transfert convectif étant moins important : 7.64 % en $\theta = 0$ et 14.54 % en θ_{div} (cf. paragraphe 1.2).

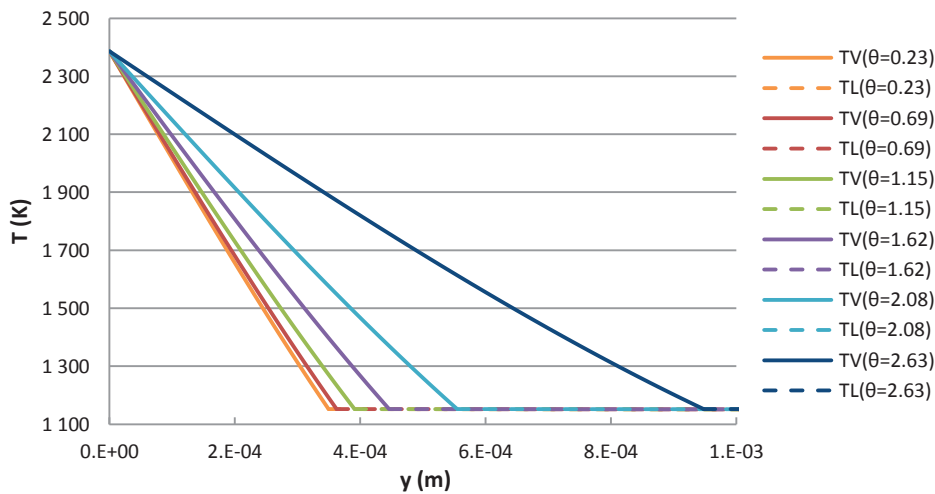


Figure 5-6 - Profils de température dans les écoulements liquide et vapeur (θ en rad)

Lorsque le sous-refroidissement du sodium augmente, la convexité du profil est moins marquée en raison d'une vaporisation plus faible : T_V^* devient quasi linéaire et l'aspect convectif devient négligeable. Approximer la température moyenne dans le film de vapeur par la température moyenne $(T_s + T_{sat})/2$ est alors légitime. De plus, si la surchauffe est suffisamment faible, le film de vapeur se condense, auquel cas le profil de température devient concave. De Malmazet (2009) identifie le même problème, qu'il attribue à l'utilisation d'un profil de température d'ordre 3 dans la phase vapeur. En utilisant un ordre plus élevé, le profil de T_V^* reste convexe (sans modifier par ailleurs le reste des résultats de son modèle).

Enfin, le profil de température dans le liquide est identique quel que soit l'angle θ (Figure 5-7).

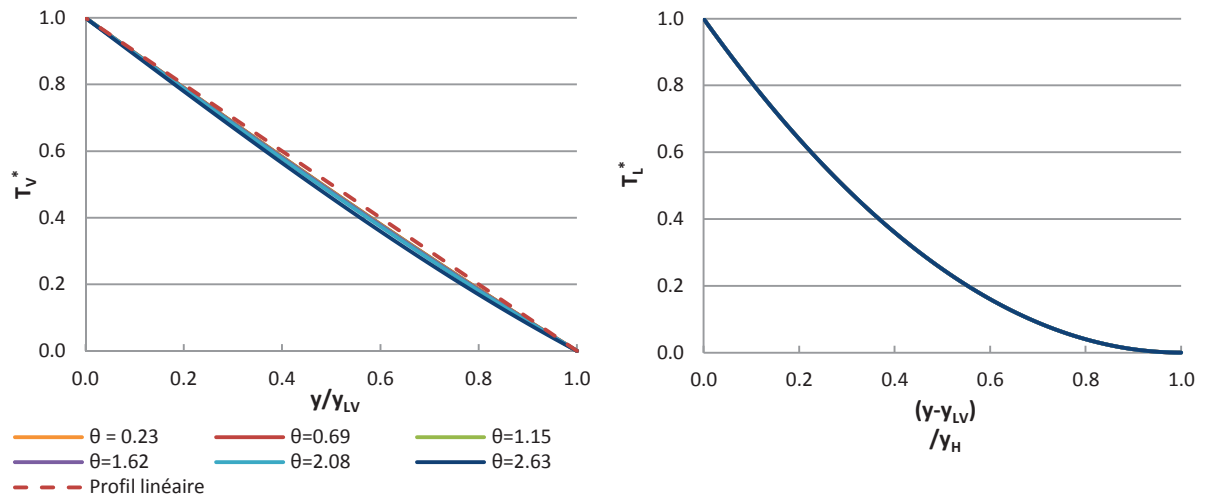


Figure 5-7 - Profil de la température adimensionnelle dans les écoulements vapeur (T_v^*) et liquide (T_l^*) (θ en rad)

Évolution des densités de flux de chaleur

L'évolution des densités de flux est représentée sur la Figure 5-8.

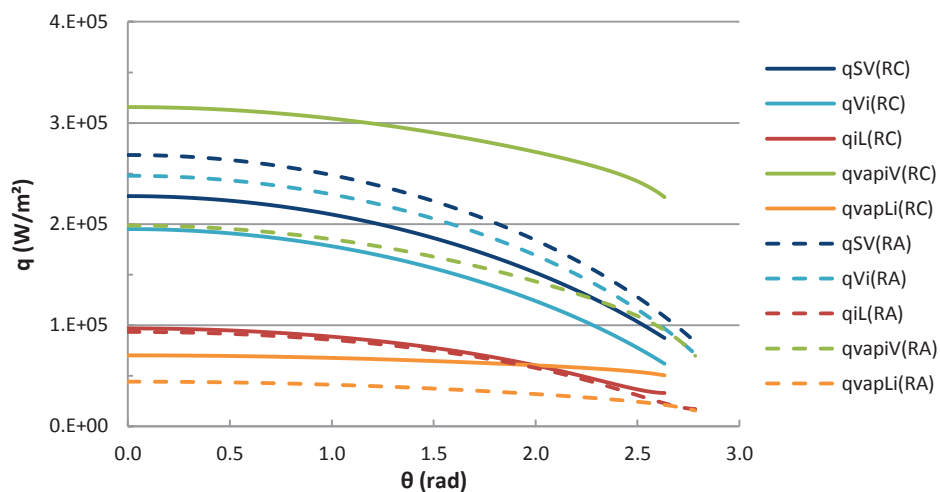


Figure 5-8 - Évolution des densités de flux le long de la sphère

La chaleur cédée par la paroi, q_{sv} , diminue le long de la sphère, en accord avec l'évolution de δ_v observée. De même, q_{vi} décroît en fonction de θ , en raison de l'épaississement du film de vapeur et de l'importance croissante des termes convectifs dans le film de vapeur. L'évolution de q_{il} , inversement proportionnelle à celle de δ_L^T , décroît également le long de la sphère. Rappelons que comme $q_{vi}(\theta) - q_{Li}(\theta) = q_{vapiv}(\theta) - q_{vapLi}(\theta) = \dot{m}(\theta)h_{LV}$, la variation de \dot{m} (Figure 5-2), et par suite de q_{vapiv} et de q_{vapLi} , est cohérente avec celle observée pour q_{vi} et q_{Li} .

Le flux convecté dans le film de vapeur (Figure 5-9) augmente rapidement puis plus lentement en fonction de θ , ce qui est lié à l'augmentation de $u_v(\theta, y)$ et au creusement du profil de température, $T_v(\theta, y)$, le long de la sphère.

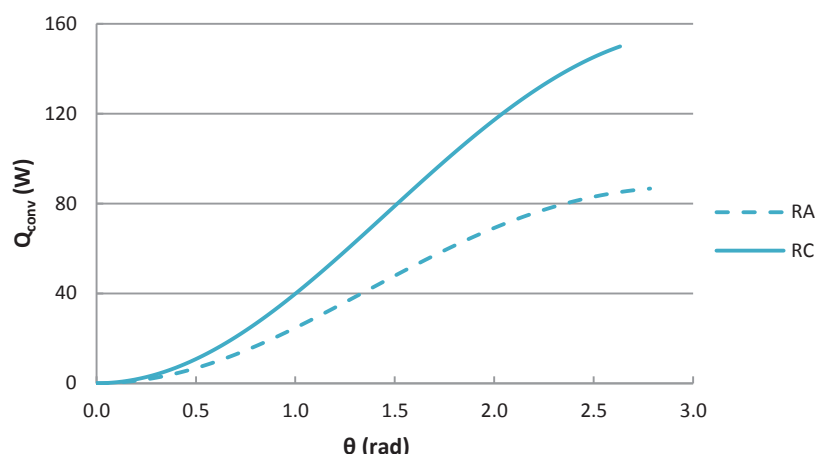


Figure 5-9 - Évolution du flux convecté le long de la sphère

▪ Influence du calcul du rayonnement (RA vs. RC)

On s'intéresse maintenant à l'influence du calcul du rayonnement (de manière additive - RA, ou couplée - RC) sur l'ébullition en film. L'épaisseur des couches limites liquides y est peu sensible (Tableau 5-2) : l'écart sur $\delta_L^H(0)$ et $\delta_L^T(0)$ est de l'ordre de 4 % entre le cas RA et le cas RC. En revanche, l'épaisseur du film de vapeur dépend fortement de la manière dont le rayonnement est pris en compte. δ_v est près de 20 % plus élevée lorsque le transfert radiatif est considéré à l'interface L-V (et jusqu'à 30 % au voisinage de θ_{div} - Figure 5-1). Dans ce cas, le rayonnement participe directement à la production de vapeur et donc à l'épaississement du film : $\dot{m}(0)$ est augmenté de 37.1 % et \dot{M}_t de près de 44 %, où $\dot{M}_t = 2\pi \int_{\theta=0}^{\theta_{div}} \dot{m}(\theta)(R + \delta_v(\theta))^2 \sin\theta d\theta$.

	$\theta_{div}(0)$ (rad)	$w_{LV}(0)$ (-)	$\delta_v(0)$ (m)	$\delta_L^H(0)$ (m)	$\delta_L^T(0)$ (m)	$\dot{m}(0)$ (kg.m ⁻² .s ⁻¹)	q_{svm} (W.m ⁻²)
RA	2.79	$5.59 \cdot 10^3$	$2.89 \cdot 10^4$	$2.83 \cdot 10^{-4}$	$4.44 \cdot 10^{-3}$	$3.92 \cdot 10^{-2}$	$2.03 \cdot 10^{-5}$
RC	2.64	$6.01 \cdot 10^3$	$3.48 \cdot 10^4$	$2.73 \cdot 10^{-4}$	$4.28 \cdot 10^{-3}$	$6.24 \cdot 10^{-2}$	$1.67 \cdot 10^{-5}$
Écart (%)	-5.72	6.96	17.09	-3.73	-3.72	37.10	-21.52

Tableau 5-2 - Influence du rayonnement (RA ou RC) sur les 5 variables principales en $\theta = 0$ et la densité de flux moyenne cédée par la sphère

Par conséquent, lorsque le rayonnement est calculé de manière couplée, le flux de chaleur cédé par la sphère, Q_{sv} , est plus faible (d'environ 20 % dans cet exemple), de même que Q_{vi} (Tableau 5-3). Étant donné que le flux

rayonné est plus important (de près de 30 %), le flux total de chaleur ($Q_{\text{tot}} = Q_{\text{SV}} + Q_r$), est quant à lui inchangé. Le flux de chauffage du liquide reste lui aussi identique puisque le rayonnement est absorbé à l'interface L-V.

Par ailleurs, la vitesse de l'écoulement de vapeur est globalement plus élevée dans le cas RC, du fait d'une production de vapeur accrue. L'énergie convectée dans le sillage de vapeur est donc augmentée (Tableau 5-3).

	Q_{SV} (W)	Q_r (W)	Q_{tot} (W)	Q_{Vi} (W)	Q_{iL} (W)	Q_{vapiV} (W)	Q_{vapLi} (W)	\dot{M}_t (kg.s ⁻¹)	$Q_{\text{conv}}(\theta_{\text{div}})$ (W)
RA	102.78	57.28	160.05	105.81	37.46	87.86	19.51	$1.74 \cdot 10^{-5}$	86.63
RC	84.58	80.67	165.24	80.72	39.75	156.35	34.72	$3.09 \cdot 10^{-5}$	149.91
Écart (%)	-21.52	29.00	3.14	-31.09	5.76	43.81	43.81	43.81	42.21

Tableau 5-3 - Influence du rayonnement (RA ou RC) sur les flux

Remarque : le bilan d'énergie est respecté sur le film de vapeur (de 0 à θ_{div}), l'écart entre flux entrants et flux sortants étant compris entre 0.94 % (RA) et -4.47 % (RC) pour l'essai 41. Pour l'ensemble des essais de Farahat, on retrouve un écart de cet ordre de grandeur.

Ainsi, l'introduction du rayonnement à l'interface L-V modifie de manière significative la production de vapeur et donc le comportement de l'écoulement de vapeur. En revanche, le flux de chaleur total n'est quasiment pas impacté. L'étude du système $\text{UO}_2\text{-Na}$, présentée au paragraphe 2, est effectuée en utilisant le modèle d'ébullition en film avec le rayonnement pris en compte de manière couplée, afin de prédire correctement les flux de chaleur et la quantité de vapeur produite. Ce choix est d'autant plus justifié que dans le cas de l' UO_2 , le flux rayonné est plus important que pour le tantale, du fait de son émissivité élevée.

1.2. COMPARAISON À L'EXPÉRIENCE DE FARAHAT (1971)

Les densités de flux de chaleur sont calculées pour chaque essai de Farahat à partir du modèle d'ébullition en film¹, puis comparées aux résultats expérimentaux. Dans un premier temps, on choisit de considérer, comme pour l'analyse d'échelles, la valeur maximale de la densité de flux expérimentale, notée $q_{\text{max,exp}}$. Puis, on s'attache à modéliser l'ensemble du régime d'ébullition en film (stable) identifié sur les courbes des essais (annexe 5). Les différentes hypothèses du modèle ont été vérifiées dans le cadre de son application aux essais de Farahat (annexe 5).

Comme évoqué dans les paragraphes 1.3 et 2.3 du Chapitre 2, de nombreux biais expérimentaux interviennent dans les essais de Farahat et tendent à surestimer la densité de flux en régime d'ébullition en film, $q_{\text{FB,exp}}$. Parmi ceux-ci, on retient :

- *la présence de la tige de support de la sphère*. Afin d'être plus représentatif de la situation réelle, on corrige la densité de flux de l'effet de la tige en utilisant la corrélation d'Häbpler (la densité de flux maximale, $q_{\text{max,exp}}$, corrigée est notée $q_{\text{max,tige}}$).
- *la mesure de la température de la sphère au point d'arrêt avant et l'hypothèse du flux de chaleur uniforme*. Le flux expérimental fourni par Farahat correspond au refroidissement de la sphère au point de

¹ Le rayonnement est pris en compte de manière additive - RA et couplée - RC.

stagnation, là où il est maximal. En utilisant un modèle 1-D sphérique, Faharat surestime donc le flux de chaleur total cédé par la sphère. Afin d'évaluer l'écart entre notre modèle et l'expérience, on choisit de comparer à la fois la **densité de flux moyenne** cédée par la sphère (sans rayonnement - q_{SVm} , et avec rayonnement - q_{totm}) et la **densité de flux au point d'arrêt avant, en $\theta = 0$** ($q_{SV}(0)$ et $q_{tot}(0)$) aux résultats des essais.

- *l'immersion de la sphère dans le bain de sodium (et donc la probable mise en mouvement du liquide environnant).* Les premières mesures effectuées (i.e. les densités de flux correspondant aux surchauffes les plus élevées) peuvent être comparées aux résultats du modèle en **convection forcée**.

Remarque : pour ce qui est de la configuration du film de vapeur à l'arrière de la sphère, sa contribution est délicate à considérer puisqu'aucune visualisation du dôme de vapeur ou quantification de l'épaisseur du sillage de vapeur n'a été proposée. Nous ne tenons donc pas compte des transferts thermiques à l'arrière de la sphère dans cette étude.

1.2.1. COMPARAISON DES RÉSULTATS DU MODÈLE À $Q_{MAX,EXP}$

Le Tableau 5-5 (rayonnement additif) et le Tableau 5-6 (rayonnement couplé) contiennent les résultats de la comparaison entre modèle et expérience (les résultats complets du modèle - RA et RC - sont fournis en annexe 7).

On rappelle que $q_{max,exp}$ inclut la contribution du rayonnement, que l'on peut évaluer à partir de la relation de Sakurai (cf. équation (1-26), Chapitre 1). En retranchant q_r à $q_{max,exp}$ ¹, on obtient une estimation de la densité de flux de chaleur expérimentale cédée par la sphère, $q_{SV,exp}$ (cf. paragraphe 4, Chapitre 3). Comme indiqué dans le Chapitre 3, les valeurs de q_r calculées seraient sous-estimées (et par suite, $q_{SV,exp}$ serait surestimée) du fait de la surestimation de $q_{max,exp}$ du fait des biais expérimentaux.

De manière générale, les densités de flux calculées par le modèle sous-estiment les valeurs expérimentales. Lorsque le rayonnement est pris en compte de manière additive, on observe :

- un écart relatif de 59.6 % (essai 36) à 82.1 % (essai 39) entre q_{SVm} et $q_{SV,exp}$,
- un écart relatif de 49.9 % (essai 36) à 73.1 % (essai 39) entre q_{totm} et $q_{max,exp}$.

Ces écarts sont réduits de plus de 10 % en moyenne si l'on considère les densités de flux calculées en $\theta = 0$ ($q_{SV}(0)$ et $q_{tot}(0)$). Par ailleurs, si l'on compare q_{totm} à la densité de flux expérimentale corrigée de l'effet de la tige, $q_{max,tige}$, l'accord entre modèle et expérience est meilleur : il est au mieux de 3.2 % (essai 42) et de 28.2 % en moyenne. De même, si l'on considère q_{tot} en $\theta = 0$, l'écart relatif moyen est réduit à 13.6 %, avec des densités de flux estimées par le modèle parfois supérieures à celles mesurées (essais 41 et 42).

Des résultats similaires sont obtenus lorsque le rayonnement est pris en compte de manière couplée. Les densités de flux cédées par la sphère étant globalement plus faibles (entre 10 % à 42 % pour q_{SVm} - cf. annexe 6), l'écart entre q_{SVm} (et $q_{SV}(0)$) et l'expérience est plus important. Comme mentionné dans le paragraphe précédent, le flux total est peu influencé par la manière dont est calculé le rayonnement : les écarts entre q_{totm} et $q_{max,exp}$ sont donc identiques dans les cas additif et couplé (à 1 % ou 2 % près). L'accord obtenu entre la densité

¹ Dans cette interprétation, le rayonnement est pris en compte de manière **additive**.

de flux corrigée et le modèle est également satisfaisant, excepté pour certains essais où il atteint jusqu'à 52.2 % (essai 39).

On note que les essais les moins bien représentés par le modèle correspondent à ceux pour lesquels :

- la température de la sphère n'est probablement pas suffisamment élevée (essai 28) ou le degré de sous-refroidissement trop important (essais 30 et 43) pour que l'ébullition en film stable n'ait lieu (cf. courbes d'ébullition de l'annexe 5),
- le diamètre de la sphère est grand et/ou la surchauffe élevée (essai 32), ce qui favorise le développement d'instabilités à l'interface L-V et tend à invalider l'hypothèse de film lisse. On remarque également que le modèle s'écarte de plus en plus de l'expérience lorsque s'ajoute à cela un faible degré de sous-refroidissement (essais 24, 25, 29, 39). Ceci est illustré sur la Figure 5-10, la Figure 5-11 (effet de ΔT_{sub}) et la Figure 5-12 (effet de D).

Remarque : dans le problème analogue de condensation en film sur une paroi, une des premières améliorations au modèle de Nusselt a consisté à tenir compte de l'agitation de l'interface, ce qui a une influence non négligeable sur les transferts thermiques (Collier, 1996).

L'importance des termes convectifs dans l'écoulement de vapeur est évaluée en calculant l'écart entre q_{sv} et q_{vi} en θ_{div} , angle pour lequel la vitesse adimensionnelle W_v est la plus grande et où les effets convectifs sont donc les plus importants. De manière générale, les termes convectifs ne sont pas négligeables puisque l'écart entre q_{sv} et q_{vi} est de l'ordre de 13.8 % lorsque le rayonnement est calculé de manière additive, et 29.4% lorsqu'il est calculé de manière couplée. Cette différence se justifie par la quantité accrue de vapeur produite dans le second cas, \dot{M} étant multiplié d'un facteur 1.35 à 2.63 entre le modèle RA et le modèle RC (annexe 7, Tableau A 7-3). À travers ces essais, l'influence de la surchauffe et du sous-refroidissement sur l'effet de la convection n'est pas nette. Une augmentation de T_s (e.g. essais 35 et 38) et une diminution de ΔT_{sub} (e.g. essais 35 et 38) semble néanmoins favoriser les transferts convectifs.

Remarque : en convection forcée, W_v étant maximale en $\theta = 0$, $(q_{\text{sv}} - q_{\text{vi}})/q_{\text{sv}}$ est évalué au point d'arrêt avant.

Si l'on compare le flux de chauffage au flux de vaporisation du liquide, $Q_{\text{il}}/Q_{\text{vap}}$, de manière analogue à l'analyse d'échelles¹, on retrouve avec le modèle RA la même classification des essais selon le cas 1 (fort sous-refroidissement : $Q_{\text{il}} \gg Q_{\text{vap}}$) ou le cas intermédiaire ($Q_{\text{il}} \sim Q_{\text{vap}}$) (excepté pour l'essai 28, pour lequel le coefficient A calculé dans l'analyse d'échelles est le plus faible). En revanche, le modèle RC donne des comportements différents : tous les essais pour lesquels $\Delta T_{\text{sub}} = 4.1$ K ou 9.1 K (essais 32 et 39) sont considérés comme intermédiaires.

Essai	$Q_{\text{il}}/Q_{\text{vap}}$ (RA)	Cas	$Q_{\text{il}}/Q_{\text{vap}}$ (RC)	Cas	AE
28	1.0	Interm.	0.8	Interm.	Cas 1
27	0.6	Interm.	0.4	Interm.	Interm.
26	0.6	Interm.	0.4	Interm.	Interm.
25	0.6	Interm.	0.3	Interm.	Interm.
41	0.5	Interm.	0.3	Interm.	Interm.

¹ On rappelle que dans l'analyse d'échelles le rayonnement avait été pris en compte de manière additive.

36	3.3	Cas 1	1.6	Cas 1	Cas 1
42	3.3	Cas 1	1.7	Cas 1	Cas 1
35	3.3	Cas 1	1.6	Cas 1	Cas 1
38	0.5	Interm.	0.3	Interm.	Interm.
32	1.6	Cas 1	0.8	<i>Interm.</i>	Cas 1
29	0.5	Interm.	0.3	Interm.	Interm.
33	5.2	Cas 1	2.3	Cas 1	Cas 1
24	0.5	Interm.	0.3	Interm.	Interm.
39	1.5	Cas 1	0.7	<i>Interm.</i>	Cas 1
43	10.2	Cas 1	5.4	Cas 1	Cas 1
30	10.1	Cas 1	4.4	Cas 1	Cas 1

Tableau 5-4 - Classification des essais selon le cas 1 (fort sous-refroidissement), le cas 2 (faible sous-refroidissement) et le cas intermédiaire à partir des résultats du modèle (RA et RC) - Comparaison aux résultats de l'analyse d'échelles

Essai	EXPÉRIENCE DE FARAHAT							MODÈLE DÉVELOPPÉ (RA)						ÉCART ($q_{EXP}^{(2)} - q_{MODÈLE}^{(1)}) / q_{EXP}^{(2)}$ (%)						
	D	ΔT_{Sub}	ΔT_{Sat}	$q_{SV,exp}$	q_r	$q_{max,exp}$	$q_{max,tige}$	$q_{sv(0)}$	q_{svm}	q_r	$q_{tot(0)}$	q_{totm}	$(q_{sv} - q_{vi}) / q_{sv}$ (%)	$q_{sv(0)}^{(1)}$	$q_{svm}^{(1)}$	$q_{tot(0)}^{(1)}$	$q_{totm}^{(1)}$	$q_{tot(0)}^{(1)}$	$q_{totm}^{(1)}$	
	(cm)	(K)	(K)										en θ_{div}	$q_{sv,exp}^{(2)}$	$q_{sv,exp}^{(2)}$	$q_{max,exp}^{(2)}$	$q_{max,exp}^{(2)}$	$q_{max,tige}^{(2)}$	$q_{max,tige}^{(2)}$	
28	2.54	4.12	567.6	0.43	0.02	0.45	0.28	0.14	0.10	0.02	0.16	0.12	10.46	68.81	76.29	65.63	72.80	44.72	56.25	
27	2.54	4.12	979.8	0.39	0.06	0.45	0.28	0.19	0.15	0.07	0.26	0.21	13.20	50.42	62.42	42.43	52.77	7.39	24.03	
26	2.54	4.12	1002.8	0.44	0.07	0.50	0.31	0.20	0.15	0.07	0.27	0.22	13.18	55.51	66.29	47.26	56.65	15.17	30.27	
25	2.54	4.12	1188.5	0.58	0.10	0.68	0.42	0.22	0.17	0.11	0.33	0.27	14.33	62.37	71.53	51.98	59.83	22.76	35.38	
41	1.27	4.12	1234.0	0.65	0.11	0.76	0.34	0.27	0.20	0.12	0.38	0.32	14.54	58.96	68.97	49.40	58.00	-12.18	6.88	
36	2.54	14.12	1263.5	0.58	0.09	0.67	0.42	0.31	0.24	0.10	0.41	0.34	12.92	46.42	59.63	38.45	49.93	1.00	19.46	
42	1.27	14.12	1280.5	0.79	0.09	0.88	0.40	0.37	0.28	0.10	0.47	0.38	12.75	52.65	64.32	45.83	56.34	-20.10	3.21	
35	2.54	14.12	1292.5	0.62	0.09	0.71	0.44	0.32	0.24	0.11	0.42	0.35	12.84	49.20	61.72	40.80	51.69	4.78	22.30	
38	1.91	4.12	1293.8	0.69	0.12	0.81	0.45	0.25	0.19	0.13	0.38	0.32	14.89	63.80	72.64	52.79	60.31	14.58	28.20	
32	2.54	9.12	1299.4	0.67	0.11	0.77	0.48	0.27	0.21	0.12	0.39	0.33	13.32	59.34	69.26	49.18	57.73	18.26	32.01	
29	0.03	4.12	1371.9	0.90	0.14	1.04	0.65	0.24	0.18	0.16	0.40	0.34	15.16	72.98	79.61	61.53	67.26	38.12	47.35	
33	2.54	19.12	1374.1	0.74	0.10	0.84	0.52	0.38	0.28	0.11	0.49	0.40	13.06	49.46	62.10	41.58	52.78	6.03	24.04	
24	2.54	4.12	1394.7	0.83	0.15	0.98	0.61	0.25	0.19	0.16	0.41	0.35	15.38	70.40	77.65	58.07	64.24	32.56	42.48	
39	1.91	9.12	1399.9	1.28	0.13	1.41	0.78	0.30	0.23	0.15	0.45	0.38	13.65	76.25	82.06	67.79	73.07	41.72	51.29	
43	1.27	29.12	1419.5	7.79	0.06	7.85	3.54	0.58	0.43	0.10	0.68	0.53	13.65	92.57	94.49	91.39	93.30	80.91	85.14	
30	2.54	29.12	1458.5	1.14	0.08	1.22	0.76	0.49	0.36	0.11	0.60	0.48	13.60	56.79	67.94	50.61	60.99	20.55	37.26	
			Min.	0.39	0.06	0.45	0.28	0.19	0.15	0.07	0.26	0.21	12.75	46.42	59.63	38.45	49.93	-20.10	3.21	
			Max.	1.28	0.15	1.41	0.78	0.38	0.28	0.16	0.49	0.40	15.38	76.25	82.06	67.79	73.07	41.72	51.29	

Tableau 5-5 - Comparaison des résultats du modèle d'ébullition en film avec prise en compte du rayonnement de manière additive aux résultats expérimentaux de Farahat

Les densités de flux, q, sont exprimées en $MW.m^{-2}$.

Essai	EXPÉRIENCE DE FARAHAT							MODÈLE DÉVELOPPÉ (RC)						ÉCART ($q_{EXP}^{(2)} - q_{MODÈLE}^{(1)}) / q_{EXP}^{(2)}$ (%)						
	D	ΔT_{Sub}	ΔT_{Sat}	$q_{SV,exp}$	q_r	$q_{max,exp}$	$q_{max,tige}$	$q_{sv(0)}$	q_{svm}	q_r	$q_{tot(0)}$	q_{totm}	$(q_{sv} - q_{vi}) / q_{sv}$ (%)	$q_{sv(0)}^{(1)}$	$q_{svm}^{(1)}$	$q_{tot(0)}^{(1)}$	$q_{totm}^{(1)}$	$q_{tot(0)}^{(1)}$	$q_{totm}^{(1)}$	
	(cm)	(K)	(K)										en θ_{div}	$q_{sv,exp}^{(2)}$	$q_{sv,exp}^{(2)}$	$q_{max,exp}^{(2)}$	$q_{max,exp}^{(2)}$	$q_{max,tige}^{(2)}$	$q_{max,tige}^{(2)}$	
28	2.54	4.12	567.6	0.43	0.02	0.45	0.28	0.12	0.09	0.03	0.15	0.12	14.48	71.29	78.43	65.89	72.73	45.13	56.14	
27	2.54	4.12	979.8	0.39	0.06	0.45	0.28	0.17	0.12	0.09	0.25	0.21	24.11	57.08	68.21	43.61	53.20	9.29	24.72	
26	2.54	4.12	1002.8	0.44	0.07	0.50	0.31	0.17	0.12	0.09	0.26	0.22	24.79	61.63	71.61	48.39	57.07	16.98	30.95	
25	2.54	4.12	1188.5	0.58	0.10	0.68	0.42	0.18	0.13	0.13	0.32	0.27	30.14	68.62	77.05	53.35	60.57	24.97	36.58	
41	1.27	4.12	1234.0	0.65	0.11	0.76	0.34	0.23	0.17	0.15	0.37	0.31	29.12	65.18	74.46	50.73	58.70	-9.24	8.45	
36	2.54	14.12	1263.5	0.58	0.09	0.67	0.42	0.24	0.18	0.16	0.40	0.33	26.09	58.42	69.72	40.59	50.42	4.44	20.25	
42	1.27	14.12	1280.5	0.79	0.09	0.88	0.40	0.30	0.22	0.16	0.46	0.38	24.67	62.01	72.23	47.45	56.64	-16.50	3.88	
35	2.54	14.12	1292.5	0.62	0.09	0.71	0.44	0.24	0.18	0.16	0.41	0.34	26.79	60.89	71.56	42.94	52.23	8.22	23.15	
38	1.91	4.12	1293.8	0.69	0.12	0.81	0.45	0.21	0.15	0.16	0.37	0.32	32.54	70.08	78.23	54.24	61.18	17.22	29.77	
32	2.54	9.12	1299.4	0.67	0.11	0.77	0.48	0.21	0.16	0.17	0.38	0.32	29.96	68.00	76.69	50.91	58.40	21.03	33.08	
29	2.54	4.12	1371.9	0.90	0.14	1.04	0.65	0.20	0.14	0.19	0.39	0.33	36.76	78.28	84.35	62.90	68.16	40.32	48.78	
33	2.54	19.12	1374.1	0.74	0.10	0.84	0.52	0.28	0.20	0.19	0.47	0.39	27.33	62.34	72.85	43.90	53.21	9.77	24.74	
24	2.54	4.12	1394.7	0.83	0.15	0.98	0.61	0.20	0.14	0.20	0.39	0.34	37.61	76.31	82.97	59.60	65.27	35.01	44.13	
39	1.91	9.12	1399.9	1.28	0.13	1.41	0.78	0.24	0.17	0.20	0.44	0.37	32.02	81.46	86.56	68.94	73.58	43.80	52.20	
43	1.27	29.12	1419.5	7.79	0.06	7.85	3.54	0.45	0.32	0.21	0.66	0.53	20.15	94.17	95.88	91.58	93.27	81.34	85.08	
30	2.54	29.12	1458.5	1.14	0.08	1.22	0.76	0.36	0.26	0.22	0.58	0.48	27.61	68.19	77.47	52.25	60.90	23.20	37.11	
				Min.	0.39	0.06	0.45	0.28	0.17	0.12	0.09	0.25	0.21	24.11	57.08	68.21	40.59	50.42	-16.50	3.88
				Max.	1.28	0.15	1.41	0.78	0.30	0.22	0.20	0.47	0.39	37.61	81.46	86.56	68.94	73.58	43.80	52.20

Tableau 5-6 - Comparaison des résultats du modèle d'ébullition en film avec prise en compte du rayonnement de manière couplée aux résultats expérimentaux de Farahat

Les densités de flux, q, sont exprimées en $MW.m^{-2}$

1.2.2. COMPARAISON DES RÉSULTATS DU MODÈLE AUX COURBES D'ÉBULLITION EN FILM STABLE DE FARAHAT

On s'intéresse à l'évolution de la densité de flux en fonction de la surchauffe de la sphère, de son diamètre et du degré de sous-refroidissement du sodium. Les courbes d'ébullition en film stable en convection naturelle sont tracées à partir du modèle pour trois jeux de paramètres, correspondant aux conditions des essais, et comparées aux résultats expérimentaux :

- cas 1 : $D = 2.54 \text{ cm}$, $\Delta T_{\text{Sub}} = 4.1 \text{ K}$ (Figure 5-10),
- cas 2 : $D = 2.54 \text{ cm}$, $\Delta T_{\text{Sub}} = 14.1 \text{ K}$ (Figure 5-11),
- cas 3 : $D = 1.27 \text{ cm}$, $\Delta T_{\text{Sub}} = 4.1 \text{ K}$ (Figure 5-12).

On observe un bon accord entre la densité de flux expérimentale corrigée de l'influence de la tige et la densité moyenne totale cédée par la sphère (l'écart entre $q_{\text{exp,tige}}$ et $q_{\text{totm(RC)}}$ est compris entre 4.1 % et 25.6 % - Tableau 5-7). Dans le cas 1, l'accord est encore meilleur si l'on considère $q_{\text{tot}}(0)$ (RC) : l'écart est réduit et est compris entre 0.6 % et 13.9 %. On remarque par ailleurs la faible influence du calcul du rayonnement (RA ou RC) sur q_{totm} , plus marquée lorsque la surchauffe de la sphère augmente.

Écart entre :	q_{exp}		$q_{\text{exp,tige}}$	
Et :	$q_{\text{tot}}(0)$	q_{totm}	$q_{\text{tot}}(0)$	q_{totm}
CONVECTION NATURELLE ($u_{\infty} = 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$)				
Cas 1 ($D = 2.54 \text{ cm}$, $\Delta T_{\text{Sub}} = 4.1 \text{ K}$)	37.4 % à 46.4 %	48.3 % à 53.7 %	0.6 % à 13.9 %	17.0 % à 25.6 %
Cas 2 ($D = 2.54 \text{ cm}$, $\Delta T_{\text{Sub}} = 14.1 \text{ K}$)	23.3 % à 40 %	40.4 % à 49.4 %	3.5 % à 23.3 %	4.1 % à 18.7 %
Cas 3 ($D = 1.27 \text{ cm}$, $\Delta T_{\text{Sub}} = 4.1 \text{ K}$)	42.3 % à 47.7 %	52.7 % à 57.4 %	16 % à 28 %	4.8 % à 5.5 %
CONVECTION FORCÉE				
Cas 1 ($u_{\infty} = 37.8 \text{ cm.s}^{-1}$)		44.4 % à 52.3 %		10.5 % à 25.1 %
Cas 1 ($u_{\infty} = 74.7 \text{ cm.s}^{-1}$)		38.4 % à 49.1 %		0.9 % à 18.1 %

Tableau 5-7 - Écart sur les densités de flux entre les résultats du modèle (RC) et ceux de l'expérience

Convection naturelle et forcée pour le cas 1 uniquement.

Le modèle rend compte de l'effet du sous-refroidissement et du diamètre de la sphère, observé expérimentalement et trouvé dans la littérature (cf. paragraphe 3.4.3, Chapitre 1). Une augmentation du degré de sous-refroidissement (cas 1 et cas 2) conduit à augmenter les transferts de chaleur (Figure 5-13, a), de même qu'une diminution de la taille de la sphère (cas 1 et 3, Figure 5-13, b). Ces tendances sont étudiées plus en détail dans le paragraphe 2.5 de ce chapitre.

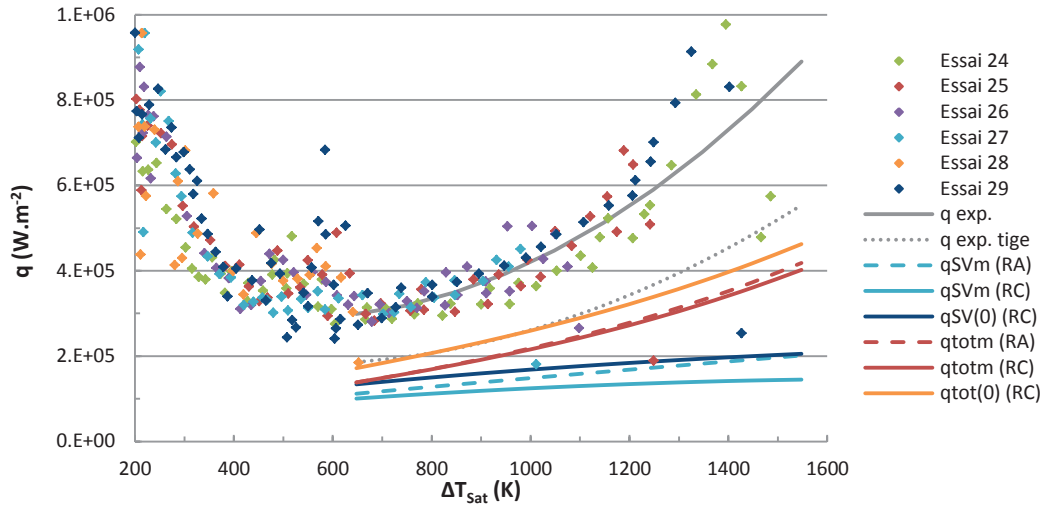


Figure 5-10 - Courbes d'ébullition en film dans le cas où $D = 2.54 \text{ cm}$, $\Delta T_{\text{sub}} = 4.1 \text{ K}$ et $u_{\infty} = 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$

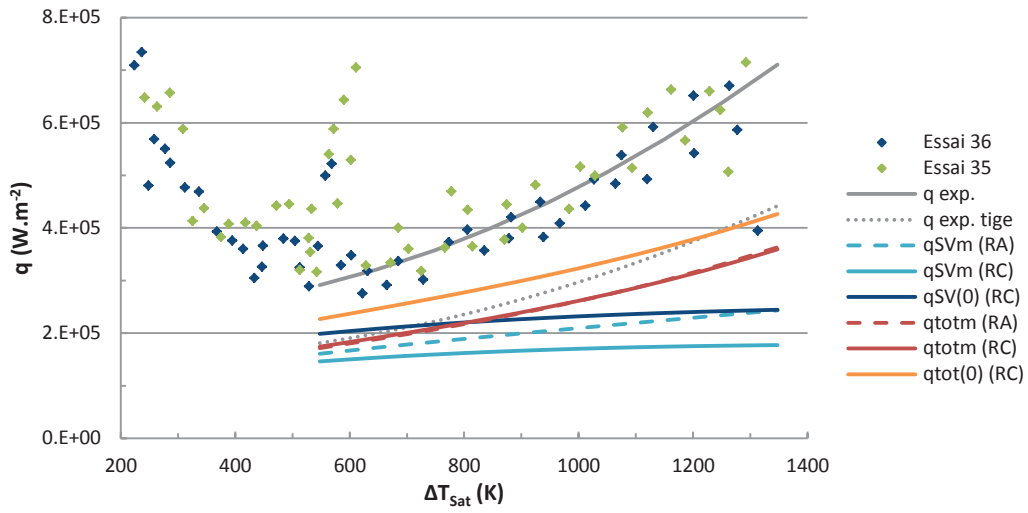


Figure 5-11 - Courbes d'ébullition en film dans le cas où $D = 2.54 \text{ cm}$, $\Delta T_{\text{sub}} = 14.1 \text{ K}$ et $u_{\infty} = 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$

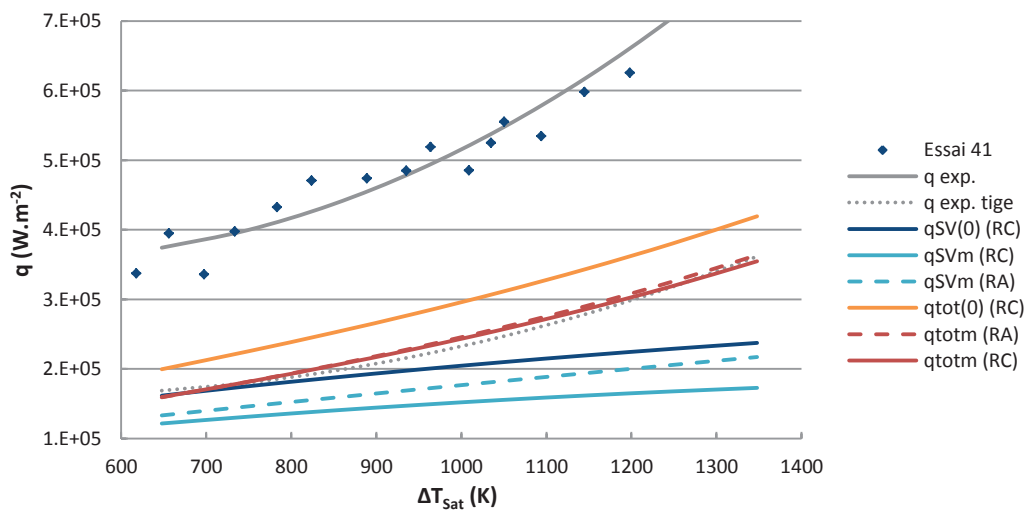


Figure 5-12 - Courbes d'ébullition en film dans le cas où $D = 1.27 \text{ cm}$, $\Delta T_{\text{sub}} = 4.1 \text{ K}$ et $u_{\infty} = 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$

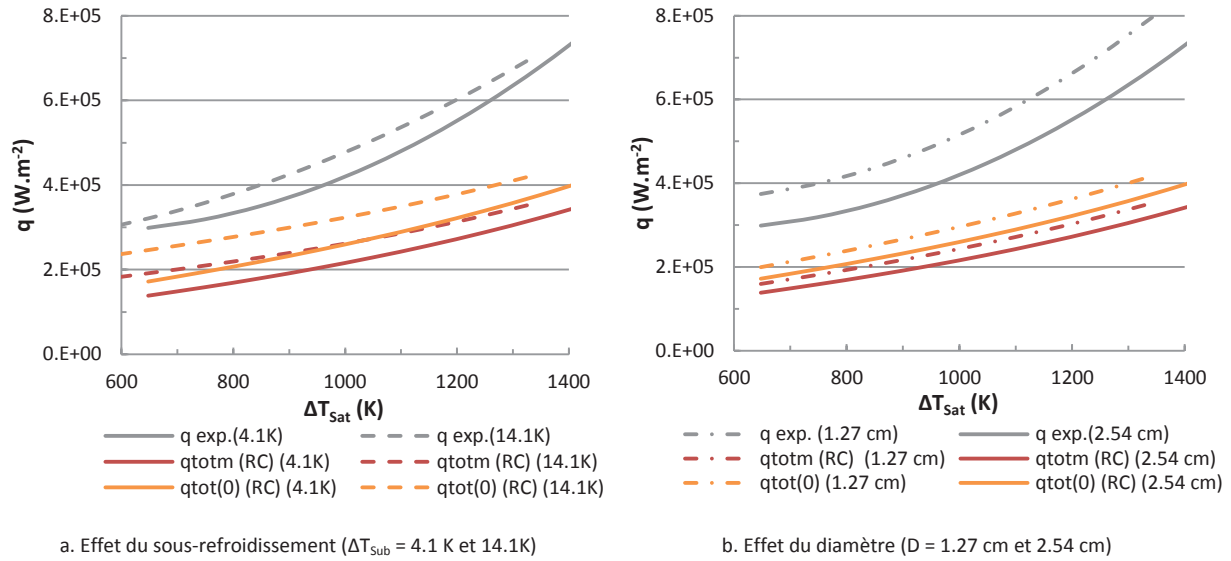


Figure 5-13 - Effet du sous-refroidissement et du diamètre sur la courbe d'ébullition en film (modèle et expérience) en convection naturelle

Si l'on s'intéresse à l'allure de la courbe d'ébullition des essais, en particulier à surchauffe élevée, on observe dans certains cas (e.g. essais 24, 25, 38) une rupture de pente caractéristique d'un changement de régime, illustrée pour l'essai 24 sur la Figure 5-14. Cette discontinuité de la variation de $q(\Delta T_{\text{sat}})$ peut s'expliquer par la perturbation de l'écoulement autour de la sphère due à son immersion dans le bain de sodium. Or, dans les calculs, le sodium est supposé être au repos ($u_{\infty} = 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$).

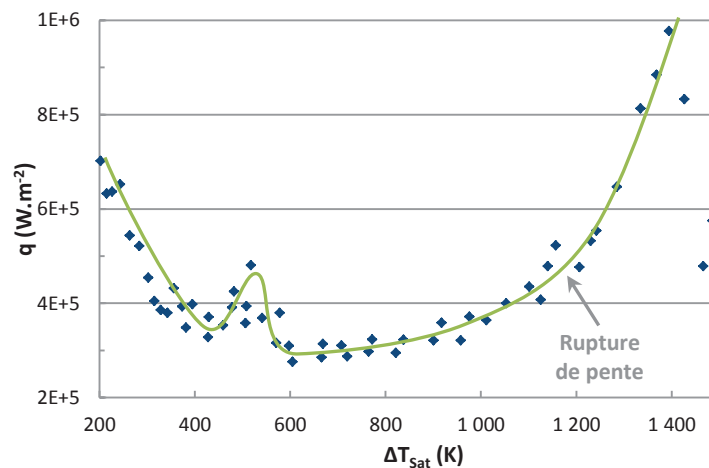


Figure 5-14 - Courbe d'ébullition en film de l'essai 24

On effectue donc les mêmes calculs **en convection forcée** aux différentes vitesses d'immersion de la sphère utilisées dans l'expérience : $u_{\infty} = 74.7 \text{ cm.s}^{-1}$, puis 37.8 cm.s^{-1} (les 5 deniers centimètres). On représente aussi, à titre indicatif, les transferts thermiques pour $u_{\infty} = 2 \text{ m.s}^{-1}$. Les résultats sont représentés pour le cas où $D = 2.54 \text{ cm}$ et $\Delta T_{\text{sub}} = 4.1 \text{ K}$ sur la Figure 5-15. La mise en mouvement de l'écoulement externe favorise les transferts thermiques et permet de réduire l'écart entre le modèle et la mesure expérimentale corrigée de l'effet de la tige (Tableau 5-7).

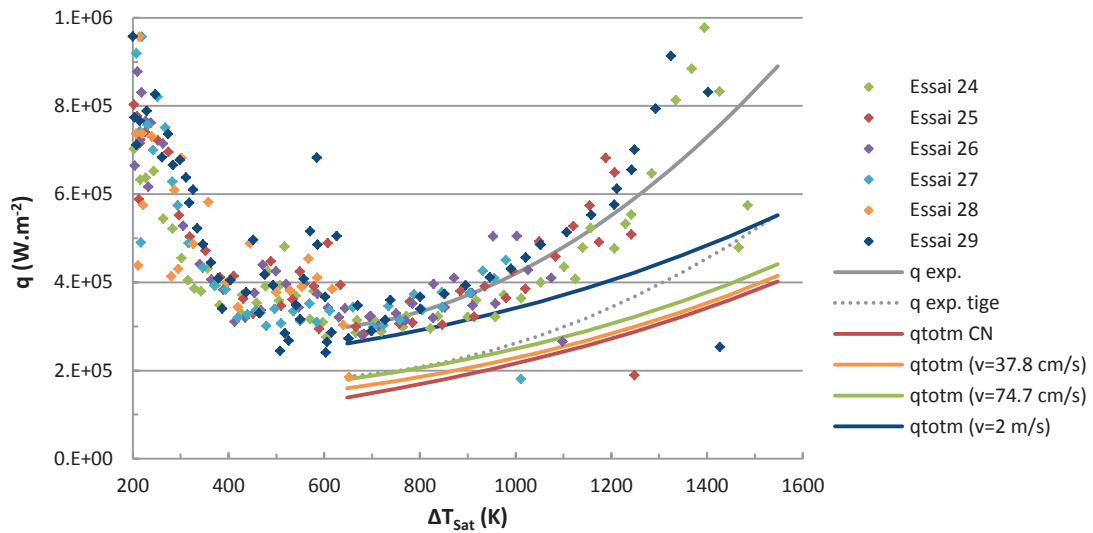


Figure 5-15 - Courbes d'ébullition en film dans le cas où $D = 2.54$ cm et $\Delta T_{\text{Sub}} = 4.1$ K

En convection naturelle (CN) et en convection forcée ($u_{\infty} = 37.8 \text{ cm.s}^{-1}$, $u_{\infty} = 74.7 \text{ cm.s}^{-1}$, $u_{\infty} = 2 \text{ m.s}^{-1}$).

Dans le cas où $D = 2.54$ cm et $\Delta T_{\text{Sub}} = 14.1$ K (Figure 5-16), aucun changement de régime n'est clairement identifié lors de l'évolution de $q(\Delta T_{\text{Sat}})$. Les résultats du modèle en convection forcée n'améliorent donc pas l'accord avec l'expérience. Néanmoins, la courbe expérimentale, $q_{\text{exp,tige}}$, semble tendre vers la courbe d'ébullition en film en convection forcée ($u_{\infty} = 37.8 \text{ cm.s}^{-1}$) à surchauffe élevée, à la fin de la phase d'immersion de la sphère.

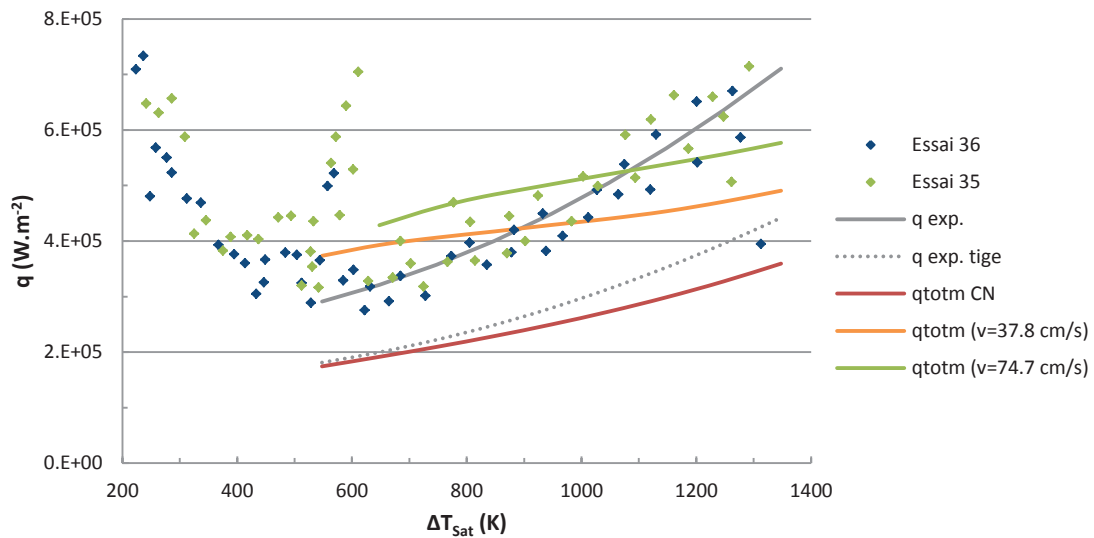


Figure 5-16 - Courbes d'ébullition en film dans le cas où $D = 2.54$ cm et $\Delta T_{\text{Sub}} = 14.1$ K

En convection naturelle (CN) et en convection forcée ($u_{\infty} = 37.8 \text{ cm.s}^{-1}$ et $u_{\infty} = 74.7 \text{ cm.s}^{-1}$).

1.3. COMPARAISON AU MODÈLE DE FARAHAT ET EL-HALFAWY ET À LA CORRÉLATION DE SIMMER

Le modèle d'ébullition en film développé (noté ALB) est comparé au modèle de Farahat et El-Halfawy¹ (1975) (noté FEH) et à la corrélation de SIMMER (Brear, 1998) (Tableau 5-8). Avant de discuter les résultats obtenus, deux points importants méritent d'être soulignés concernant le modèle de Farahat et El-Halfawy et la corrélation de SIMMER, qui en découle.

- Dans ces deux approches, deux cas ($\beta = 3$ et $\beta = 12$) sont distingués selon la condition de glissement utilisée à l'interface L-V (resp. $\tau_{LV} = 0$ et $u_{LV} = 0$, annexe 3). L'écart moyen obtenu entre ces deux cas sur le flux de chaleur total est d'environ 19 %. Rappelons que le cas $\beta = 3$, valeur utilisée par défaut dans le code SIMMER, est contestable du point de vue de la physique : le profil de vitesse défini dans la vapeur implique la mise en mouvement du liquide à l'interface L-V alors qu'un cisaillement nul y est imposé.
- Dans l'établissement de leur modèle, Farahat et El-Halfawy incluent le rayonnement dans le bilan interfacial d'énergie. A l'inverse, dans la corrélation de SIMMER, les transferts radiatifs sont évalués à partir de la formule de Bromley (soit $q_{r,SIMMER} = 0.25 q_{r,FEH}$), puis ajoutés aux transferts conducto-convectifs. Nous choisissons de comparer les résultats obtenus par ces deux approches aux résultats du modèle développé dans le cas où **le rayonnement est pris en compte de manière couplée**. Cela semble pertinent dans la mesure où la quantité de vapeur produite, correctement prédite par cette méthode, peut être comparée à celle obtenue avec le modèle de Farahat et El-Halfawy.

1.3.1. COMPARAISON DU MODÈLE DE FARAHAT ET EL-HALFAWY À LA CORRÉLATION DE SIMMER

La corrélation de SIMMER et le modèle FEH prédisent des densités de flux de chaleur voisines, dont l'écart n'excède pas quelques pourcents (Tableau 5-8). Les écarts les plus importants sont observés pour les essais présentant une surchauffe élevée, ce qui conduit à une contribution importante du rayonnement (e.g. essais 30 et 43), et un fort sous-refroidissement (e.g. essais 35, 36, 42 où $\Delta T_{Sub} = 14.1$ K ; essai 33 où $\Delta T_{Sub} = 19.1$ K ; essais 30 et 43 où $\Delta T_{Sub} = 29.1$ K). Ceci illustre bien le domaine de validité de la corrélation de SIMMER, applicable dans le cas d'un faible sous-refroidissement et d'une faible participation du rayonnement aux transferts thermiques, comme mentionné au paragraphe 3.3.4 (Chapitre 1).

Étant donnés les résultats similaires fournis par ces deux approches, seule la comparaison du modèle FEH avec l'expérience et le modèle ALB est discutée. Nous choisissons d'exclure de notre analyse les essais 28, 30 et 43, pour lesquels le sous-régime d'ébullition en film stable n'est pas clairement défini sur les courbes expérimentales.

¹ Nous utilisons le modèle décrit dans l'article (Farahat, 1975) en corrigeant les erreurs de calcul identifiées dans l'annexe 3, mais en conservant la démarche et les hypothèses adoptées, même si celles-ci ne semblent pas toujours justifiées.

Expérience de Farahat		Modèle de Farahat et El-Halfawy					Corrélation de SIMMER				Écart ($q^{(2)}-q^{(1)})/q^{(2)}$ (%)								Rapport	
Essai	$q_{\max,\text{exp}}$	$q_{r,\text{FEH}}$	$q_{\text{tot,FEH}}$		$\dot{M}_{t,\text{FEH}} \times 10^5 \text{ kg.s}^{-1}$		q_r	$q_{\text{tot,SIMMER}}$		$q_{\text{tot,FEH}}^{(1)}$ $q_{\text{tot,SIMMER}}^{(2)}$		$q_{\text{tot,FEH}}^{(1)}$ $q_{\max,\text{exp}}^{(2)}$		$q_{\text{tot,FEH}}^{(1)}$ $q_{\text{totm,ALB}}^{(2)}$		$q_{\text{tot,FEH}}^{(1)}$ $q_{\text{tot,ALB}}^{(0)(2)}$		$\dot{M}_{\text{FEH}}/\dot{M}_{\text{ALB}}$		
			$\beta=3$	$\beta=12$	$\beta=3$	$\beta=12$		$\beta=3$	$\beta=12$	$\beta=3$	$\beta=12$	$\beta=3$	$\beta=12$	$\beta=3$	$\beta=12$	$\beta=3$	$\beta=12$	$\beta=3$	$\beta=12$	
28	0.45	0.03	0.14	0.11	5.93	4.38	0.02	0.15	0.11	2.47	3.50	68.5	76.03	-15.62	12.11	7.58	29.74	1.64	1.21	
27	0.45	0.09	0.25	0.20	10.63	8.34	0.07	0.25	0.20	0.58	0.49	44.8	56.14	-18.04	6.28	2.04	22.22	1.42	1.11	
26	0.50	0.09	0.26	0.20	10.92	8.60	0.07	0.26	0.20	0.47	0.32	49.3	59.67	-18.02	6.04	1.84	21.85	1.41	1.11	
25	0.68	0.13	0.32	0.26	13.52	10.92	0.10	0.32	0.25	-0.47	-1.14	53.6	62.22	-17.72	4.18	0.49	19.01	1.35	1.09	
41	0.76	0.15	0.37	0.30	3.97	3.04	0.11	0.38	0.30	0.71	-0.24	51.0	60.25	-18.68	3.75	0.54	19.33	1.28	0.98	
36	0.67	0.15	0.36	0.29	12.19	10.41	0.12	0.37	0.30	2.95	4.91	47.0	57.04	-6.94	13.36	10.75	27.69	1.87	1.60	
42	0.88	0.16	0.41	0.33	3.43	2.47	0.12	0.43	0.36	5.89	6.30	53.7	62.03	-6.81	12.43	11.88	27.75	1.83	1.32	
35	0.71	0.16	0.37	0.30	12.65	10.83	0.12	0.38	0.31	2.75	4.54	48.7	58.31	-7.29	12.73	10.17	26.94	1.85	1.58	
38	0.81	0.16	0.37	0.30	8.95	7.19	0.12	0.37	0.30	-0.51	-1.46	54.3	62.48	-17.84	3.34	0.03	18.00	1.30	1.04	
32	0.77	0.17	0.36	0.30	14.09	11.72	0.12	0.37	0.30	0.90	1.18	53.2	61.58	-12.53	7.64	4.63	21.73	1.56	1.29	
29	1.04	0.19	0.39	0.32	16.48	13.65	0.14	0.38	0.31	-1.53	-2.68	62.7	68.99	-17.03	2.63	-0.44	16.43	1.30	1.08	
33	0.84	0.19	0.41	0.33	12.58	11.30	0.14	0.42	0.35	3.70	6.52	51.7	60.67	-3.22	15.94	13.91	29.89	2.06	1.85	
24	0.98	0.20	0.40	0.33	16.88	14.02	0.15	0.39	0.32	-1.67	-2.88	59.4	66.11	-16.94	2.44	-0.53	16.13	1.30	1.08	
39	1.41	0.20	0.42	0.35	9.28	7.56	0.15	0.43	0.35	1.06	0.85	70.1	75.26	-13.04	6.38	3.84	20.37	1.49	1.22	
43	7.85	0.20	0.50	0.41	2.77	1.96	0.15	0.55	0.47	9.78	12.30	93.7	94.76	5.67	22.06	24.59	37.69	2.49	1.76	
30	1.22	0.22	0.46	0.37	11.03	11.12	0.16	0.48	0.41	5.36	10.76	62.5	69.82	4.05	22.82	21.43	36.80	2.41	2.43	
Min.	0.45	0.07	0.26	0.20	0.21	2.47	0.02	0.25	0.20	-1.67	-2.88	44.76	56.14	-18.68	2.44	-0.53	16.13	1.28	0.98	
Max.	1.41	0.16	0.49	0.35	0.40	14.02	0.16	0.55	0.36	5.89	6.52	70.13	75.26	-3.22	15.94	13.91	29.89	2.06	1.85	

Tableau 5-8 - Comparaison des résultats du modèle de Farahat et El-Halfawy (FEH) et de la corrélation de SIMMER avec les résultats expérimentaux de Farahat et le modèle d'ébullition en film développé (ALB) dans lequel le rayonnement est pris en compte de manière couplée

Les densités de flux, q , sont exprimées en MW.m^{-2} .

1.3.2. COMPARAISON DU MODÈLE DE FARAHAT ET EL-HALFAWY À L'EXPÉRIENCE ET AU MODÈLE DÉVELOPPÉ

D'après les résultats présentés dans le Tableau 5-8, le modèle FEH présente un meilleur accord (certes loin d'être satisfaisant) avec l'expérience que le modèle ALB dans le cas où $\beta = 3$. L'écart entre $q_{\text{tot,FEH}}$ et $q_{\text{max,exp}}$ est compris entre 44.8 % et 70.1 % selon les essais (contre 50.4 % à 73.6 % avec le modèle ALB - Tableau 5-6). En effet, $q_{\text{tot,FEH}}$ est globalement plus élevée que $q_{\text{tot,ALB}}$ (de 3.2 % à 18.7 % - Tableau 5-8). Certaines hypothèses sur lesquelles semblent reposer le modèle FEH contribuent à accroître les transferts thermiques, en particulier le cisaillement à l'interface L-V supposé nul (dans le cas où $\beta = 3$), l'angle de décollement du film, θ_{div} , égal à π ou encore l'épaisseur constante du film de vapeur.

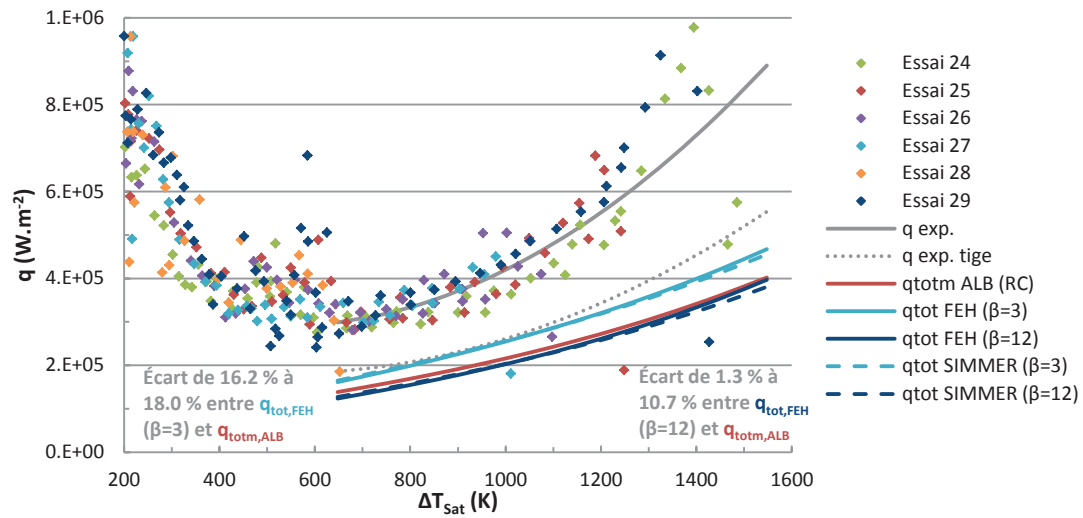
Dans le cas où $\beta = 12$, la vitesse interfaciale, u_{LV} , est supposée nulle, ce qui ralentit l'entraînement de la vapeur et conduit à l'épaississement du film en comparaison au cas où $\beta = 3$. Par conséquent, les transferts thermiques sont moindres. $q_{\text{tot,FEH}}$ est alors plus faible que $q_{\text{tot,ALB}}$ (de 2.4 % à 15.9 % - Tableau 5-8), ce qui conduit naturellement à un écart plus important avec l'expérience, compris entre 56.1 % et 75.3 % (Tableau 5-8).

La production totale de vapeur estimée par le modèle FEH est jusqu'à 2 fois supérieure à celle prédite par notre modèle. L'écart entre $\dot{M}_{\text{t,FEH}}$ et $\dot{M}_{\text{t,ALB}}$ est d'autant plus marqué que la surchauffe est faible (essais 24 à 29), le sous-refroidissement est élevé (essais 29 et 33) et le diamètre de la sphère est important (essais 25 et 41). On souligne que les hypothèses formulées lors de l'établissement du modèle de Farahat et El-Halfawy (cf. annexe 3) sont autant de causes possibles d'écarts entre les deux modèles.

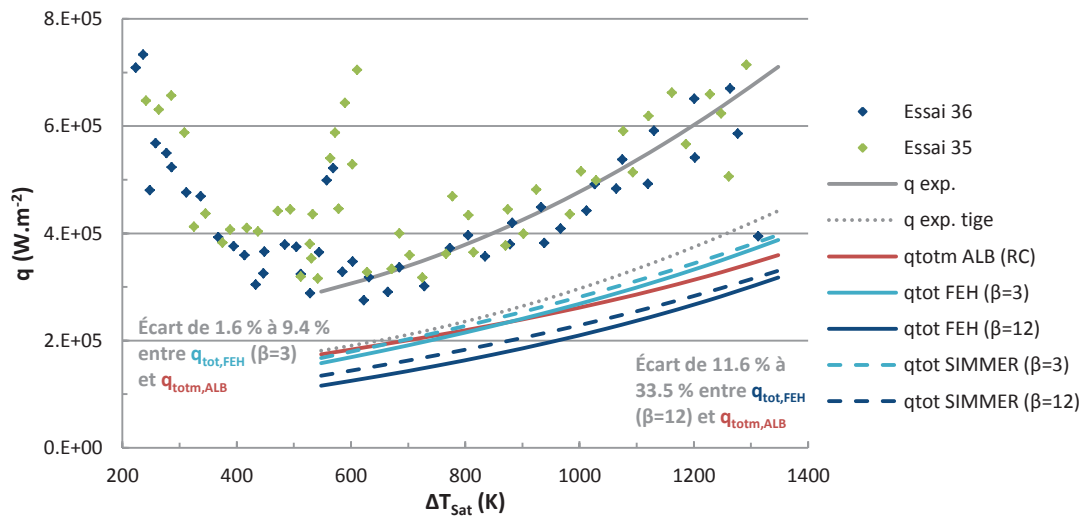
Comme précédemment effectué, on représente l'évolution de la densité de flux de chaleur en régime d'ébullition en film décrite par les différents modèles et corrélations pour les trois jeux de paramètres suivants :

- cas 1 : $D = 2.54 \text{ cm}$, $\Delta T_{\text{Sub}} = 4.1 \text{ K}$ (Figure 5-17, a),
- cas 2 : $D = 2.54 \text{ cm}$, $\Delta T_{\text{Sub}} = 14.1 \text{ K}$ (Figure 5-17, b),
- cas 3 : $D = 1.27 \text{ cm}$, $\Delta T_{\text{Sub}} = 4.1 \text{ K}$ (Figure 5-17, c).

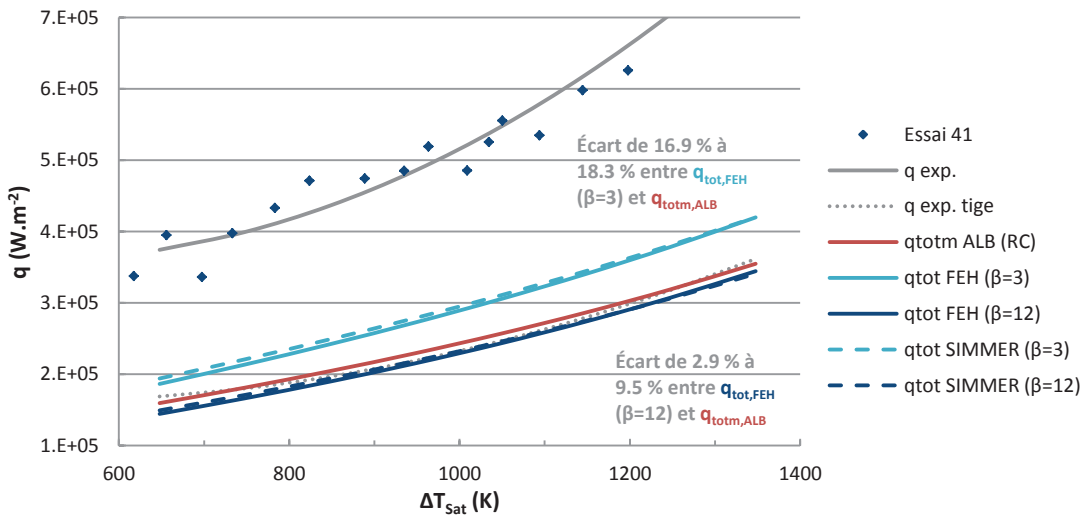
Ces courbes permettent d'illustrer les écarts entre les différents modèles et l'expérience, discutés ci-dessus.



a. Cas où $D = 2.54$ cm, $\Delta T_{\text{sub}} = 4.1$ K et $u_{\infty} = 10^{-4}$ m.s⁻¹.



b. Cas où $D = 2.54$ cm, $\Delta T_{\text{sub}} = 14.1$ K et $u_{\infty} = 10^{-4}$ m.s⁻¹.



c. Cas où $D = 1.27$ cm, $\Delta T_{\text{sub}} = 4.1$ K et $u_{\infty} = 10^{-4}$ m.s⁻¹.

Figure 5-17 - Comparaison du modèle d'ébullition en film développé (ALB) avec le modèle de Farahat et El-Halfawy (FEH) et la corrélation de SIMMER

On remarque que pour un faible sous-refroidissement du sodium ($\Delta T_{\text{Sub}} = 4.1 \text{ K}$ - Figure 5-17 a et c), les résultats du modèle ALB sont très proches de ceux fournis par le modèle FEH dans le cas où $\beta = 12$. Lorsque ΔT_{Sub} augmente ($\Delta T_{\text{Sub}} = 14.1 \text{ K}$ - Figure 5-17, b), le modèle ALB s'écarte de cette tendance et se rapproche du modèle FEH dans le cas où $\beta = 3$. Sur la Figure 5-18 est représenté le profil de la vitesse tangentielle, u_v , dans ces différents cas (Modèle ALB et Modèle FEH avec $\beta = 3$ et 12 , $\Delta T_{\text{Sub}} = 4.1 \text{ K}$ et 14.1 K). L'expressions de $u_{v,\text{FEH}}(\theta, y)$, ici tracée en $\theta = \pi/2$, est donnée par :

- si $\beta = 3$: $u_v(\theta, y) = \frac{1}{\mu_v} \rho_L g y \sin \theta \left(\delta_v - \frac{y}{2} \right)$,
- si $\beta = 12$: $u_v(\theta, y) = \frac{1}{2\mu_v} \rho_L g y \sin \theta (\delta_v - y)$.

On retrouve des résultats similaires entre le modèle ALB et le modèle FEH ($\beta = 12$) dans le cas d'un faible sous-refroidissement (Figure 5-18, a) : l'épaisseur du film, δ_v , et la vitesse maximale dans la vapeur, $u_{v,\text{Max}}$, sont proches. Or, le critère $\beta = 12$ revient à considérer une vitesse nulle dans le liquide, étant donné que $u_L = 0$. Ceci est en accord avec une vaporisation importante du liquide faiblement sous-refroidi ($u_v \gg u_L$ - cf. Chapitre 3, Figure 3-3).

Pour un sous-refroidissement plus important (Figure 5-18, b), l'épaisseur du film de vapeur $\delta_{v,\text{ALB}}$ est comprise entre $\delta_v(\beta = 3)$ et $\delta_v(\beta = 12)$, tandis que $u_{v,\text{Max,ALB}}$ reste bien inférieure aux valeurs obtenues à partir du modèle FEH. Dans ce cas, la vaporisation du liquide est moindre, ce qui ne permet plus de supposer $u_v \gg u_L$ (cas $\beta = 12$). En revanche, il semble légitime de considérer ces deux vitesses du même ordre de grandeur ($u_L \sim u_v$), comme suggéré par le cas $\beta = 3$ au vu du profil de u_v . En effet, on observe que le maximum de vitesse dans la vapeur, $u_{v,\text{Max}}$, est situé à l'interface L-V, ce qui implique une mise en mouvement du liquide à la vitesse $u_{LV} = u_{v,\text{max}}$. Comme explicité dans l'annexe 3, ceci est incompatible avec la condition de non glissement à l'interface ($\tau_{LV} = 0$) du point de vue de la physique. Un profil plus réaliste de u_v est proposé sur la Figure 5-18, b.

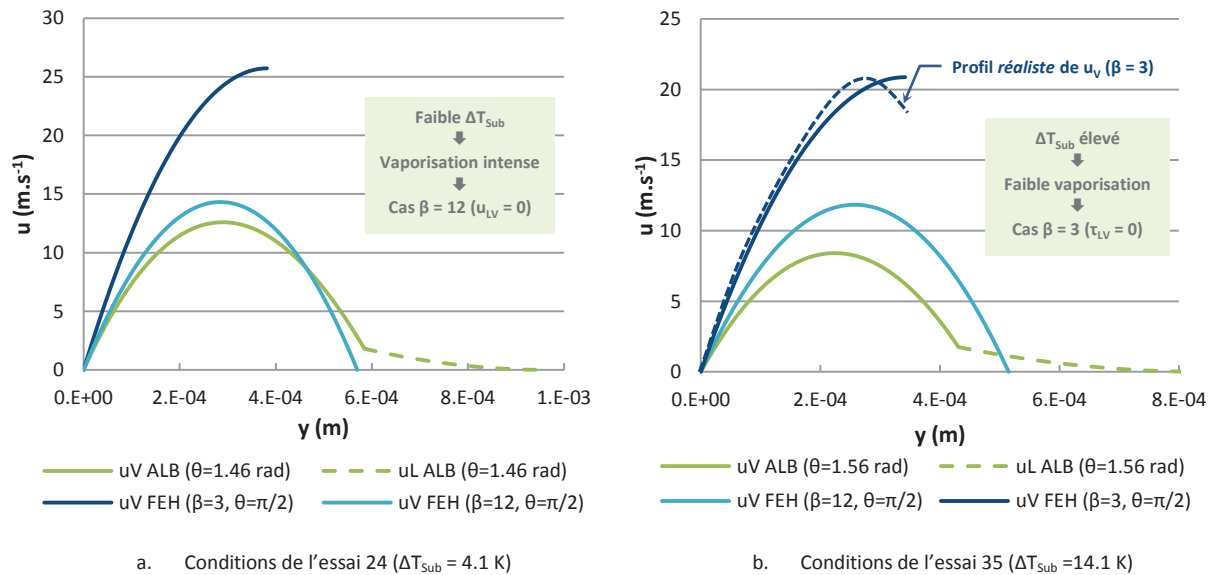


Figure 5-18 - Profils de vitesse tangentielle dans le film de vapeur d'après les modèles ALB et FEH ($\beta = 3$ et 12) en $\theta \approx \pi/2$

Le profil de u_L dans la couche limite hydrodynamique liquide est également tracé pour le modèle ALB.

Le modèle d'ébullition en film développé fournit des résultats cohérents et satisfaisants en comparaison aux résultats de l'expérience de Farahat (si l'on tient compte de certains biais expérimentaux, en particulier de l'effet de la tige de support) et aux résultats du modèle de Farahat et El-Halfawy. On observe que pour un très faible sous-refroidissement, une surchauffe élevée et un diamètre important, le modèle s'écarte davantage de l'expérience. On peut donc en conclure que l'une des premières hypothèses du modèle à remettre en question est celle de l'interface L-V lisse.

Par ailleurs, cette étude ne couvre pas une gamme de paramètres physiques représentatifs d'une situation accidentelle dans un réacteur refroidi au sodium. En particulier, la contribution du rayonnement, plus important dans le cas de l' UO_2 , et d'un écoulement forcé nécessite d'être étudiée. Il est également nécessaire d'approfondir l'effet de la surchauffe de la paroi, du diamètre de la sphère et de la pressurisation du système sur les transferts thermiques en ébullition en film et le taux de production de vapeur. Le paragraphe suivant fait l'objet de cette étude paramétrique pour le système $\text{UO}_2\text{-Na}$.

2. ÉTUDE DU SYSTÈME $\text{UO}_2\text{-Na}$ EN CONVECTION FORCÉE

Aucune expérience en sodium n'existe en convection forcée pour nous permettre de valider le modèle. À défaut, on compare les résultats du modèle en convection forcée à la corrélation de SIMMER pour le système $\text{UO}_2\text{-Na}$. Puis, l'influence de différents paramètres (ΔT_{Sub} , ΔT_{Sat} , D , u_∞ , P) est étudiée. Nous discutons des tendances obtenues à partir du modèle développé en se rattachant aux conclusions trouvées dans la littérature pour les fluides classiques.

Un ensemble de paramètres de base est choisi pour cette étude, de sorte que les valeurs soient représentatives d'une situation accidentelle dans un RNR-Na (Tableau 5-9). Chaque paramètre varie indépendamment sur un certain intervalle, ceci afin d'évaluer son influence sur les transferts thermiques en ébullition en film et la partition de chaleur à l'interface L-V.

L'émissivité de l' UO_2 étant nettement supérieure à celle du tantale, la part du rayonnement est donc bien plus importante que pour le système $\text{UO}_2\text{-Na}$ que pour le système Ta-Na. Par conséquent, il est essentiel de **prendre en compte le rayonnement de manière couplée** dans cette étude.

Paramètre	Valeur	Intervalle d'étude
Vitesse	5 m.s^{-1}	$0.1 \text{ m.s}^{-1} - 40 \text{ m.s}^{-1}$
Température de la sphère	3500 K (ou 3000 K)	2200 K - 3800 K
Sous-refroidissement du sodium	10 K	0 K - 55 K
Diamètre	5 mm	$10 \mu\text{m} - 1 \text{ cm}$
Pression	1 bar	1 bar - 75 bar

Tableau 5-9 - Gamme de valeurs utilisées pour les paramètres d'entrée des calculs d'ébullition en film pour le système $\text{UO}_2\text{-Na}$

2.1. COMPARAISON À LA CORRÉLATION DE SIMMER EN CONVECTION FORCÉE

On compare la densité de flux moyenne totale évaluée à partir de notre modèle (noté ALB) à la corrélation de SIMMER en convection forcée. On fait varier la température de la sphère entre 2200 K et 3800 K. Les valeurs des autres paramètres d'entrée sont celles indiquées dans le Tableau 5-9. Dans la corrélation de SIMMER, deux paramètres peuvent être choisis par l'utilisateur : β ($=3$ - valeur par défaut - ou 12) et C_{FS} ($=1$ - valeur par défaut - ou 0.5). Les résultats sont présentés dans le Tableau 5-10.

On observe qu'à faible surchauffe, la densité de flux de chaleur totale cédée par la sphère, $q_{\text{totm,ALB}}$, évaluée à partir du modèle développé, est proche de $q_{\text{totm,SIMMER}}$ calculée avec $\beta = 3$. Puis, lorsque la surchauffe augmente, $q_{\text{totm,ALB}}$ s'en écarte (l'écart entre les densités de flux atteint près de 26 % à 3800 K) pour tendre vers la valeur de $q_{\text{totm,SIMMER}}$ calculée avec $\beta = 12$. À 3800 K, l'écart entre $q_{\text{totm,ALB}}$ et $q_{\text{totm,SIMMER}}(\beta = 12)$ est de 2.4 %. Ces tendances sont en accord avec les observations effectuées en convection naturelle pour le modèle de Farahat et El-Halfawy (paragraphe 1.3.2). Les deux cas précédemment identifiés sont corroborés par les présents résultats :

- le cas $\beta = 3$ ($\tau_{\text{LV}} = 0$) correspondrait à une faible vaporisation du liquide (faible surchauffe et/ou fort sous-refroidissement),

- le cas $\beta = 12$ ($u_{LV} = 0$) correspondrait une vaporisation importante (surchauffe élevée et/ou faible sous-refroidissement).

Par ailleurs, le coefficient C_{FS} , permettant de distinguer les sphères de petit diamètre des sphères de grand diamètre, a une influence sur les transferts thermiques, notamment à surchauffe élevée. Le flux de chaleur est diminué de près de 15 % à 3800 K si $\beta = 3$ (de 18.4 % si $\beta = 12$).

T_s (K)	Corrélation de SIMMER				Modèle ALB	$(q_{ALB} - q_{SIMMER})/q_{ALB}$ (%)	
	$\beta = 3, C_{FS} = 1$	$\beta = 12, C_{FS} = 1$	$\beta = 3, C_{FS} = 0.5$	$\beta = 12, C_{FS} = 0.5$		$\beta = 3, C_{FS} = 1$	$\beta = 12, C_{FS} = 1$
2200	1.83	1.48	1.55	1.21	1.93	5.2	23.2
2500	2.16	1.73	1.89	1.46	2.05	-5.5	15.2
2800	2.52	2.02	2.24	1.74	2.20	-14.5	8.2
3000	2.77	2.22	2.50	1.95	2.33	-19.1	4.5
3200	3.05	2.45	2.78	2.18	2.49	-22.3	1.7
3500	3.50	2.83	3.23	2.56	2.80	-25.0	-1.0
3800	4.01	3.27	3.74	3.00	3.19	-25.8	-2.4

Tableau 5-10 - Densités de flux de chaleur moyennes totales (en MW.m^{-2}) évaluées à partir de la corrélation de SIMMER et du modèle ALB

$\Delta T_{\text{Sub}} = 10 \text{ K}$, $D = 5 \text{ mm}$, $u_{\infty} = 5 \text{ m.s}^{-1}$, $P = 1 \text{ bar}$.

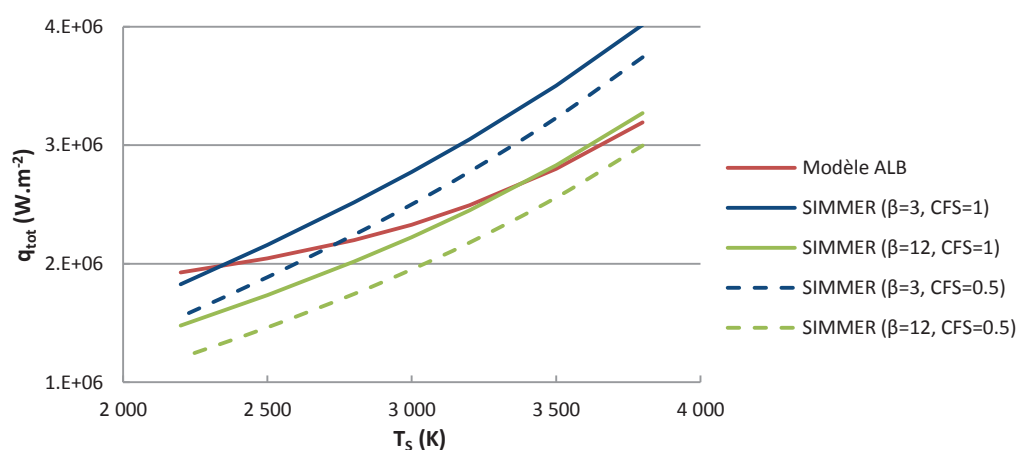


Figure 5-19 - Comparaison des densités flux de chaleur moyennes totales évaluées à partir de la corrélation de SIMMER et du modèle ALB

$\Delta T_{\text{Sub}} = 10 \text{ K}$, $D = 5 \text{ mm}$, $u_{\infty} = 5 \text{ m.s}^{-1}$, $P = 1 \text{ bar}$.

On rappelle que la corrélation de SIMMER considère le rayonnement de manière additive. De plus, elle présente l'inconvénient de laisser le choix de paramètres (β , C_{FS}), parfois difficilement justifiable, notamment concernant la valeur de β (cf. annexe 3). Enfin, le modèle ALB permet de prédire la partition du flux de chaleur à l'interface, information non disponible à partir de la corrélation de SIMMER et indispensable aux codes dédiés à l'étude de d'explosion de vapeur.

2.2. EFFET DE LA VITESSE DE L'ÉCOULEMENT EXTERNE

On fait varier la vitesse de l'écoulement externe de 0.1 m.s^{-1} à 40 m.s^{-1} , tout autre paramètre étant par ailleurs maintenu constant. Le cas où $u_\infty = 0.1 \text{ m.s}^{-1}$ est en convection naturelle (d'après le critère de Liu (1996) : $Fr^{1/2} \approx 0.45 < 1.5$) et permet d'illustrer l'influence de l'introduction d'un écoulement forcé externe.

Remarque : lorsqu'une goutte est placée dans un écoulement, elle est susceptible de se fragmenter (si $We > We_{\text{crit}} \approx 12$, où We désigne le nombre de Weber). Le mécanisme de fragmentation n'est pas instantané et comprend deux phases (Pilch, 1987) : la déformation de la goutte, de temps caractéristique τ_d , suivie de sa fragmentation à proprement parler, de durée τ_f . Pendant le laps de temps $(\tau_d + \tau_f)$, on suppose que l'ébullition en film a lieu autour de la sphère non fragmentée.

- **Effet de l'introduction d'un écoulement forcé** (comparaison au cas de la convection naturelle - paragraphe 1.1)

La mise en mouvement du liquide autour de la sphère conduit à une nette diminution de l'angle de décollement du film de vapeur. Celui-ci, proche de π en convection naturelle, devient voisin de $\pi/2$, ce qui correspond aux résultats énoncés par Epstein et Hauser (1980).

On observe une modification des profils de W_{LV} et de u_v en convection forcée. Contrairement au cas de la convection naturelle, W_{LV} est maximale en $\theta = 0$, puis diminue lentement le long de la sphère et plus rapidement près de θ_{div} (Figure 5-20). W_{LV} reste supérieure à l'unité, ce qui atteste de l'entraînement du liquide par cisaillement à l'interface L-V. Quant au profil de u_v , la vapeur subit une phase d'accélération dans le film sur la face avant de la sphère, liée à un gradient de pression négatif¹, puis de décélération jusqu'à θ_{div} (Figure 5-21). Cette décélération, causée par le gradient de pression devenu positif sur la face arrière, conduit à un épaississement du film de vapeur et à une nette diminution du taux de production de vapeur (pouvant aller jusqu'à sa condensation).

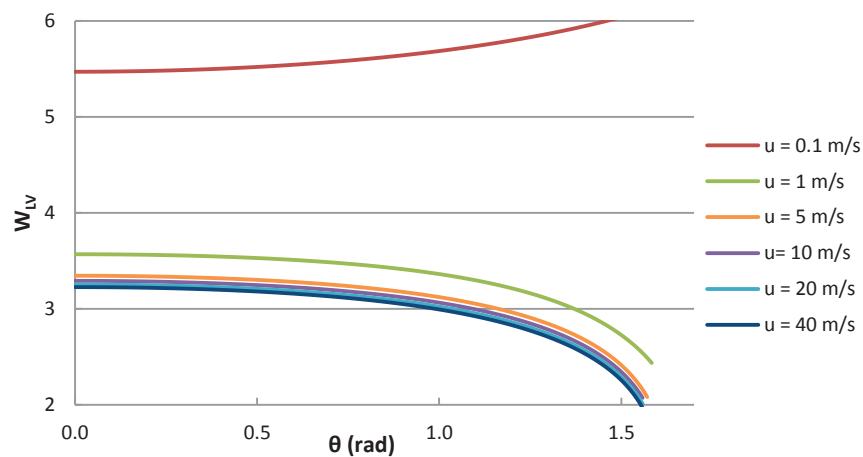


Figure 5-20 - Évolution de la vitesse tangentielle interfaciale adimensionnelle le long de la sphère

$\Delta T_{\text{sub}} = 10 \text{ K}$, $T_s = 3500 \text{ K}$, $D = 5 \text{ mm}$, $P = 1 \text{ bar}$, u désigne la vitesse de l'écoulement externe.

¹ L'épaisseur du film de vapeur, δ_v , reste environ constante sur la face avant de la sphère.

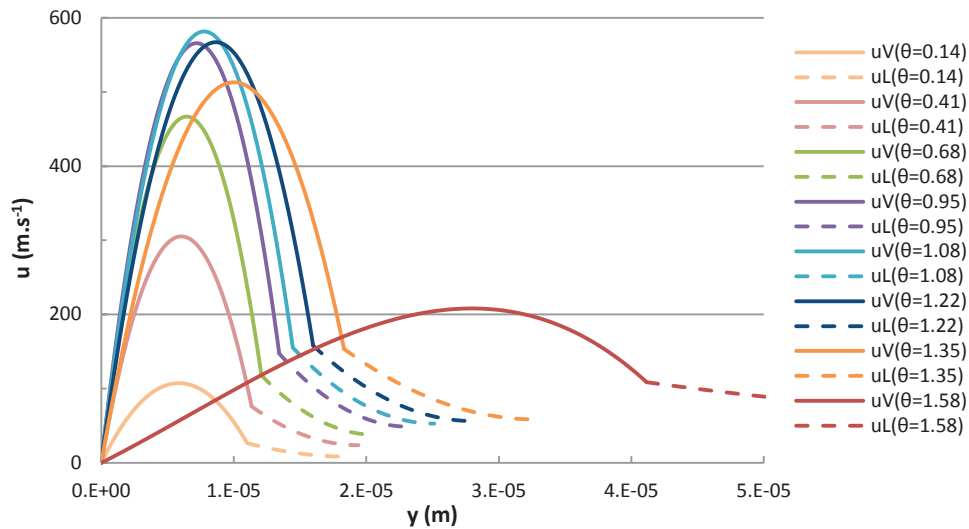


Figure 5-21 - Profils de vitesse dans les écoulements liquide et vapeur (θ en rad) pour $u_\infty = 40 \text{ m.s}^{-1}$

$\Delta T_{\text{Sub}} = 10 \text{ K}$, $T_s = 3500 \text{ K}$, $D = 5 \text{ mm}$, $P = 1 \text{ bar}$.

En convection forcée, la vitesse adimensionnelle W_v est également maximale en $\theta = 0$, puis diminue lorsque θ augmente (Figure 5-22), à l'inverse de ce qui est observé en convection naturelle. De plus, on remarque que le maximum $W_{v,\text{max}}$ est décalée vers l'interface L-V, notamment au voisinage de θ_{div} . Ce décalage est d'autant plus marqué que le sous-refroidissement du liquide est élevé. Il traduit l'importance des forces de cisaillement à l'interface L-V, du fait d'une plus faible production de vapeur. Les forces visqueuses freinent la mise en mouvement de la vapeur, dont l'écoulement n'est plus piloté par la vaporisation. Le profil de vitesse dans le liquide tend vers un profil plat, où la vitesse est celle de l'écoulement potentiel externe, maintenu constant.

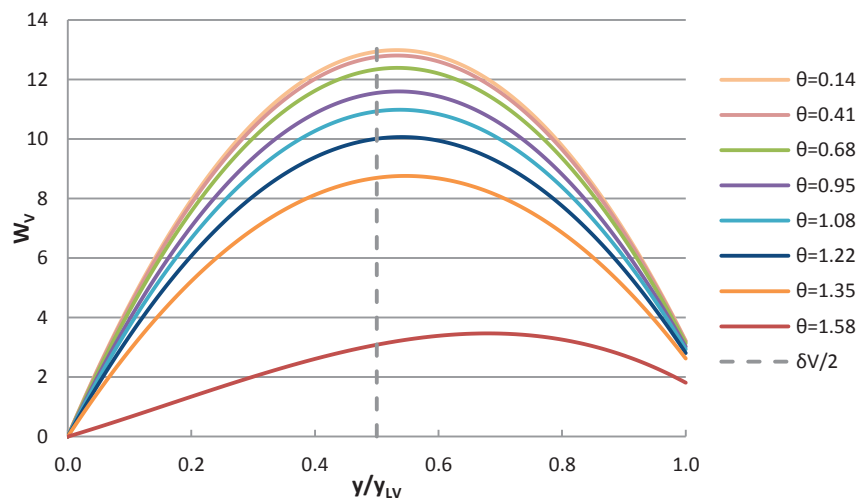


Figure 5-22 - Profil de la vitesse adimensionnelle dans l'écoulement de vapeur (θ en rad) pour $u_\infty = 40 \text{ m.s}^{-1}$

$\Delta T_{\text{Sub}} = 10 \text{ K}$, $T_s = 3500 \text{ K}$, $D = 5 \text{ mm}$, $P = 1 \text{ bar}$.

Les profils de température dans le film de vapeur, T_v^* , montrent, à travers la courbure plus prononcée en $\theta = 0$, que c'est au voisinage du point de stagnation avant que l'influence des termes convectifs est la plus grande (à la différence de la convection naturelle, où la courbure est maximale en θ_{div}). Le profil de T_v^* devient quasi linéaire en θ_{div} (excepté si la vapeur se condense, auquel cas le profil devient concave - Figure 5-23).

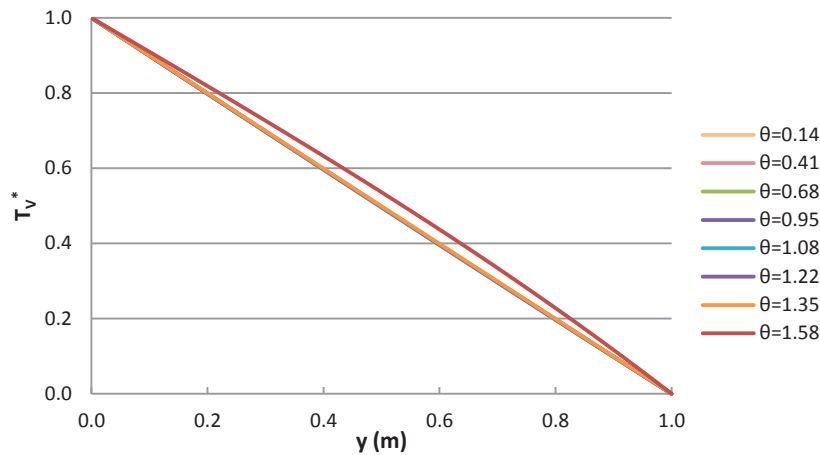


Figure 5-23 - Profil de la température adimensionnelle dans l'écoulement de vapeur (θ en rad) pour $u_{\infty} = 40 \text{ m.s}^{-1}$

$\Delta T_{\text{Sub}} = 10 \text{ K}$, $T_s = 3500 \text{ K}$, $D = 5 \text{ mm}$, $P = 1 \text{ bar}$.

▪ Effet de la vitesse sur l'ébullition en film

En convection forcée, l'écoulement dans le film de vapeur est gouverné par le gradient de pression imposé par l'écoulement externe. Aussi, plus u_{∞} est élevée, plus u_v est importante et le film de vapeur est fin. C'est pourquoi on observe une très faible diminution de W_{LV} (et W_v) avec u_{∞} (Figure 5-20). Par ailleurs, le flux de chaleur cédé par la sphère augmente du fait d'une épaisseur de film moindre. q_{svm} varie en $(u_{\infty})^{0.5}$ en convection forcée, comme indiqué sur la Figure 5-24. Ceci confirme l'aspect convectif invoqué dans l'analyse d'échelles où l'on a obtenu un nombre de Nusselt fonction de $Re_L^{1/2}$ (cf. paragraphe 3.3.3, Chapitre 3). La corrélation de SIMMER en convection forcée suit cette même tendance, et ce quelles que soient les valeurs de β et de C_{FS} choisies.

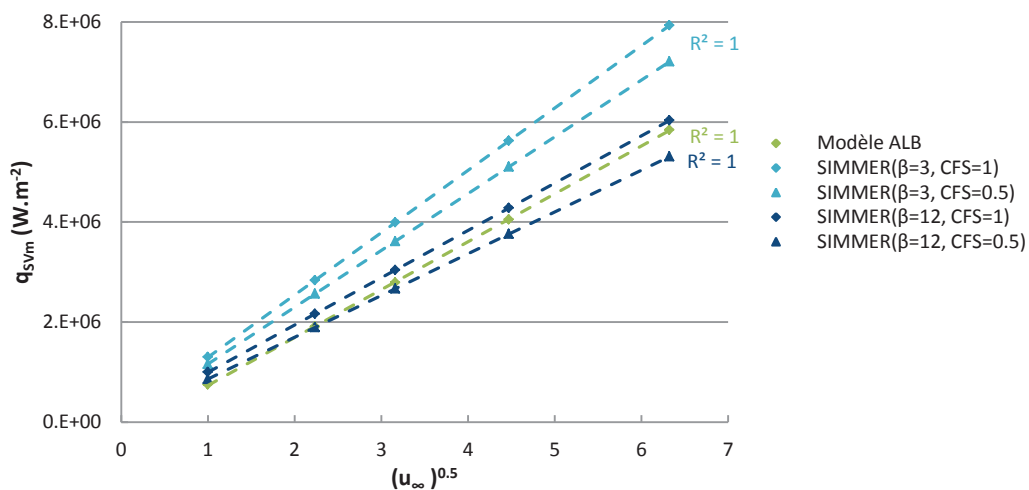


Figure 5-24 - Variation de q_{svm} calculée à partir du modèle ALB et de la corrélation de SIMMER en convection forcée en fonction de $(u_{\infty})^{0.5}$

$\Delta T_{\text{Sub}} = 10 \text{ K}$, $T_s = 3500 \text{ K}$, $D = 5 \text{ mm}$, $P = 1 \text{ bar}$ - NB : le cas de la convection naturelle ($u_{\infty} = 0.1 \text{ m.s}^{-1}$) a été omis. Le coefficient de détermination, R^2 , permet de juger de la qualité de la régression linéaire.

On remarque que les résultats du modèle ALB sont proches de ceux fournis par la corrélation de SIMMER dans le cas où $\beta = 12$ (Figure 5-24), qui correspond, d'après notre analyse (cf. paragraphe 1.3.2, Chapitre 5), au cas d'une vaporisation importante du liquide à l'interface L-V. De plus, à faible vitesse, la densité de flux de chaleur

cédée par la sphère évaluée à partir du modèle ALB, $q_{SVm, ALB}$, se rapproche du cas où $C_{FS} = 0.5$ (petit diamètre de sphère), puis tend vers le cas où $C_{FS} = 1$ (grand diamètre) lorsque u_{∞} augmente. Si l'on compare les densités de flux totales moyennes, prenant en compte le flux rayonné à l'interface L-V (de manière additive dans SIMMER et couplée dans le modèle ALB), on obtient un écart compris entre 0.02 % et 1.30 % entre $q_{totm, ALB}$ et $q_{totm, SIMMER}(\beta = 12, C_{FS} = 1)$ lorsque u_{∞} varie de 1 m.s^{-1} à 40 m.s^{-1} .

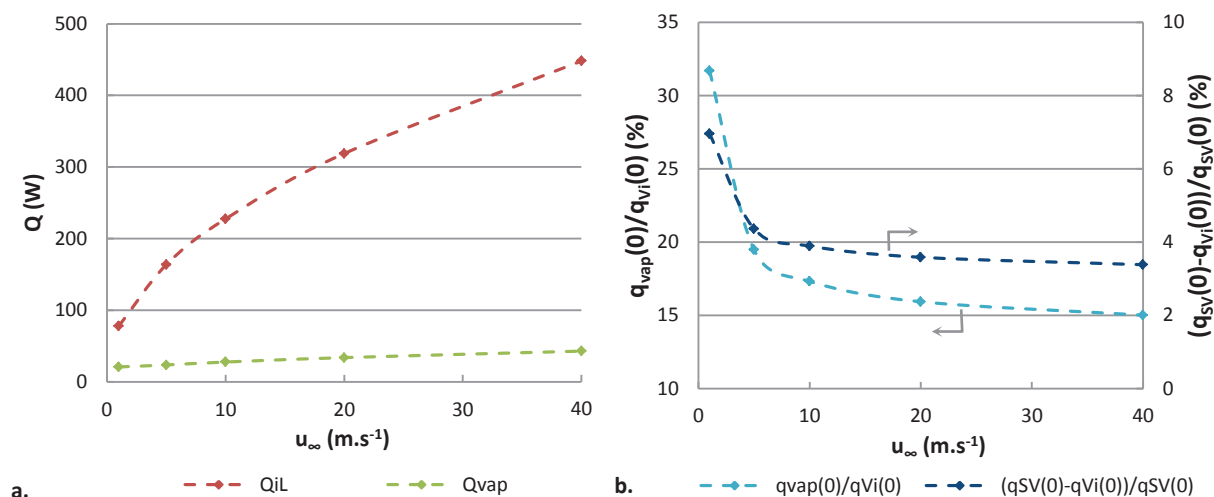


Figure 5-25 - Influence de la vitesse u_{∞} sur la répartition du flux de chaleur et sur l'importance des effets convectifs dans le film de vapeur

$\Delta T_{Sub} = 10 \text{ K}$, $T_S = 3500 \text{ K}$, $D = 5 \text{ mm}$, $P = 1 \text{ bar}$ - NB : le cas de la convection naturelle ($u_{\infty} = 0.1 \text{ m.s}^{-1}$) a été omis.

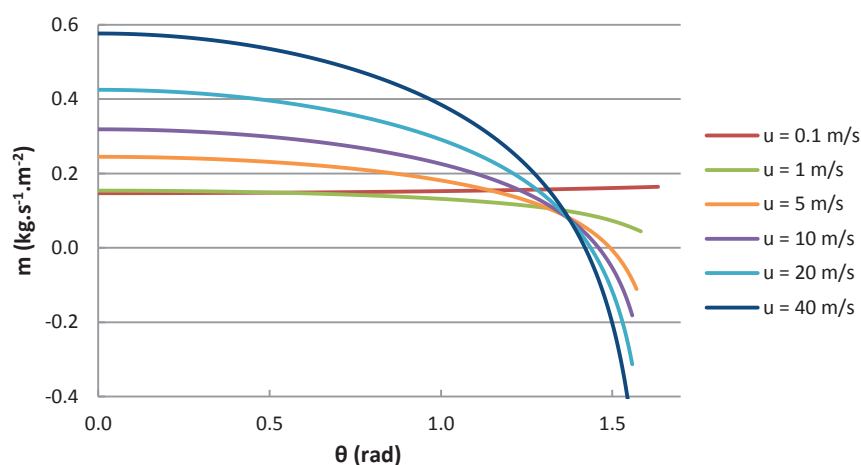


Figure 5-26 - Influence de la vitesse u_{∞} sur le taux de production de vapeur

$\Delta T_{Sub} = 10 \text{ K}$, $T_S = 3500 \text{ K}$, $D = 5 \text{ mm}$, $P = 1 \text{ bar}$.

Par ailleurs, le flux de chauffage du liquide, Q_{iL} , augmente également avec u_{∞} , tout comme le flux de vaporisation, Q_{vap} , mais dans une moindre mesure (Figure 5-25, a). Le taux de vaporisation augmente effectivement : lorsque u_{∞} est multipliée par 2, $\dot{m}(0)$ augmente jusqu'à 36 % (Figure 5-26). De plus, plus la vitesse de l'écoulement externe est élevée, plus la condensation de la vapeur près de θ_{div} est importante. Si l'on s'intéresse à la partition du flux de chaleur à l'interface L-V (Figure 5-25, b), on remarque que la part de vaporisation diminue nettement pour vitesses inférieures à 10 m.s^{-1} , puis se stabilise. Les effets convectifs sont

faibles : $(q_{SV} - q_{Vi})/q_{SV}$ est de l'ordre de quelques pourcents en $\theta = 0$ et diminue en fonction de u_∞ , de la même manière que q_{vap}/q_{Vi} en $\theta = 0$.

Remarque : dans le cas où $u_\infty = 0.1 \text{ m.s}^{-1}$, on observe un écart significatif sur le bilan des flux entrants et sortants, de l'ordre de 30 %. On attribue cet écart au refroidissement important de la sphère pendant le temps caractéristique de convection d'une particule fluide le long de celle-ci (cf. annexe 6.1). La sphère se refroidit de près de 170 K lors du temps de transit, estimé comme étant de l'ordre de 0.4 s. Cette variation de température, non négligeable, ne permet donc pas de traiter le problème de manière quasi statique. À titre informatif, pour le cas où $u_\infty = 1 \text{ m.s}^{-1}$ dans lequel le bilan des flux est respecté, ΔT_s est de l'ordre de 2.8 K. Aussi, il est nécessaire de trouver un compromis entre la taille de sphère et la vitesse de l'écoulement externe choisis dans les calculs entrepris.

2.3. EFFET DE LA SURCHAUFFE DE LA SPHÈRE

Comme observé expérimentalement dans les essais de Farahat, q_{SVm} dépend peu de la surchauffe de la sphère : lorsque T_s augmente de 1600 K (entre 2200 K et 3800 K), q_{SVm} croît seulement de 8 % (Figure 5-27, a). En revanche, la surchauffe a un effet significatif sur q_r , et donc sur q_{totm} , qui augmentent avec ΔT_{Sat} , respectivement de 90 % et 40 % sur la plage de température [2200 K ; 3800 K]. On observe que q_r varie en $(\Delta T_{Sat})^3$ et, étant donné le très faible impact de T_s sur q_{SVm} , il en est de même pour q_{totm} (Figure 5-27, b).

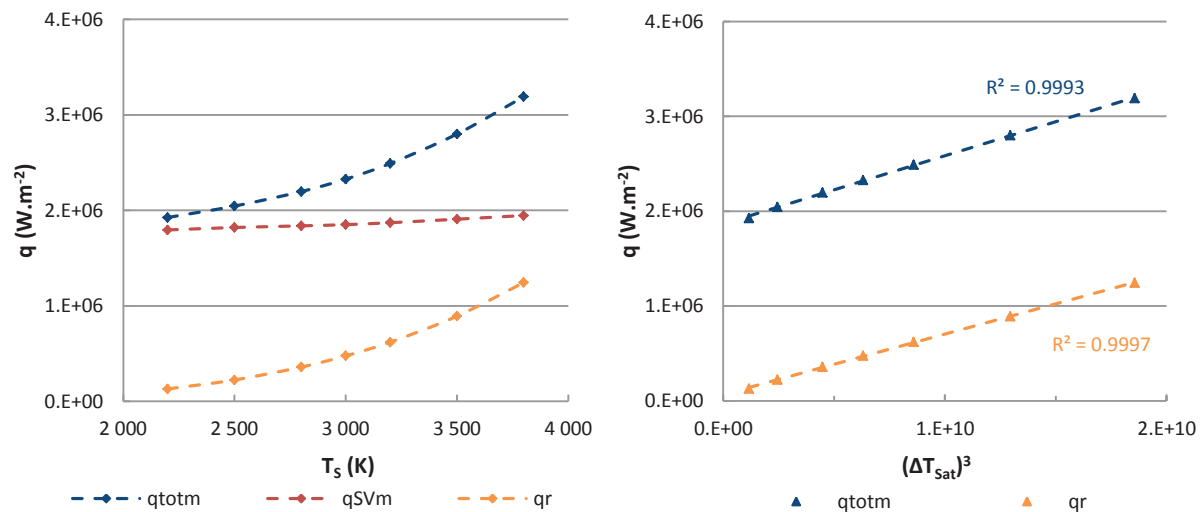


Figure 5-27 - Influence de la température de la sphère sur les densités de flux de chaleur

$\Delta T_{Sub} = 10 \text{ K}$, $D = 5 \text{ mm}$, $u_\infty = 5 \text{ m.s}^{-1}$, $P = 1 \text{ bar}$.

On ne retrouve par la variation de q_{totm} en $(\Delta T_{Sat})^3$ à partir de la corrélation de SIMMER en convection forcée : $q_{totm, SIMMER}$ varie quasi linéairement en fonction de ΔT_{Sat} (Figure 5-28). Si l'on compare les résultats obtenus à partir du modèle ($q_{totm, ALB}$) à $q_{totm, SIMMER}$, on remarque qu'à faible surchauffe, $q_{totm, ALB}$ tend vers $q_{totm, SIMMER}$ dans

le cas où $\beta = 3$ puis se rapproche du cas où $\beta = 12$ (en choisissant $C_{FS} = 1^1$). Ceci est logique avec l'interprétation du coefficient β donnée au paragraphe 1.3.2 (Chapitre 5) : le cas $\beta = 3$ traduirait une faible vaporisation du liquide tandis que $\beta = 12$ correspondrait à une production importante de vapeur.

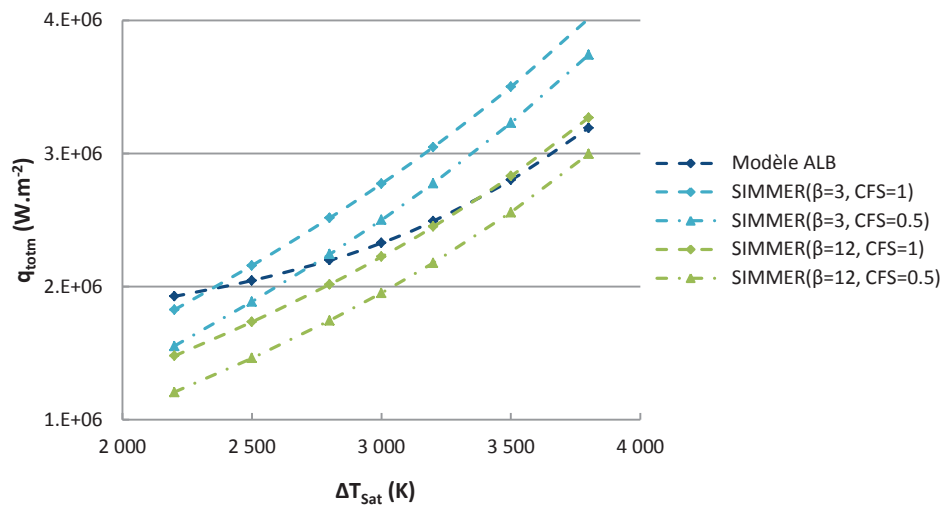


Figure 5-28 - Influence de la température de la sphère sur la densité de flux de chaleur totale moyenne évaluée à partir du modèle ALB et de la corrélation de SIMMER en convection forcée

$\Delta T_{Sub} = 10 \text{ K}$, $D = 5 \text{ mm}$, $u_{\infty} = 5 \text{ m.s}^{-1}$, $P = 1 \text{ bar}$.

Une température de sphère plus élevée conduit à une production de vapeur accrue (Figure 5-29) : q_{vap}/q_{Vi} en $\theta = 0$ passe de 3.1 % à 26.2 % entre 2200 K et 3800 K. Par conséquent, le film de vapeur est plus épais, et donc plus stable (Figure 5-30, a). De plus, la vitesse W_V dans le film croît avec T_s , tout comme W_{LV} , ce qui augmente les effets convectifs dans le film de vapeur. On remarque également que plus T_s est élevée, plus la condensation du film de vapeur a lieu à des angles proches de θ_{div} (Figure 5-30, b)

¹ Un diamètre de 5 mm correspond à un petit diamètre de sphère, selon le critère de Gunnerson (cf. paragraphe 3.1.1, Chapitre 1), ce qui conduirait à choisir $C_{FS} = 0.5$. On rappelle que, dans ce cas, les transferts thermiques sont considérés uniquement sur la face avant de la sphère.

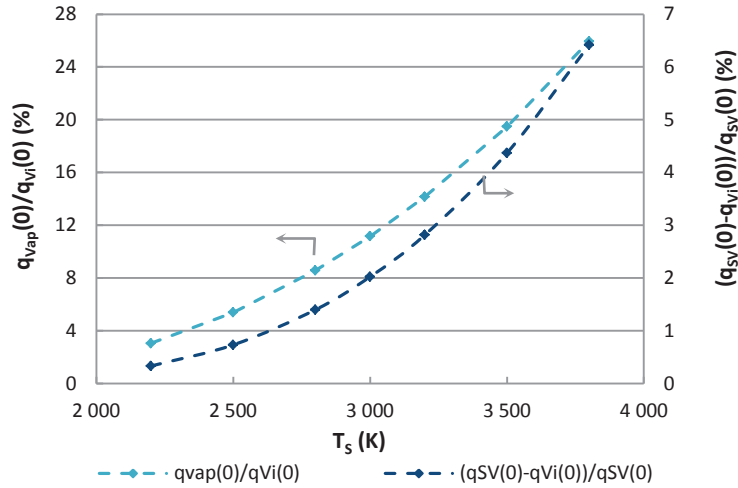


Figure 5-29 - Influence de la température de la sphère sur la partition du flux de chaleur et sur l'importance des effets convectifs dans le film de vapeur

$\Delta T_{\text{Sub}} = 10 \text{ K}$, $D = 5 \text{ mm}$, $u_{\infty} = 5 \text{ m.s}^{-1}$, $P = 1 \text{ bar}$.

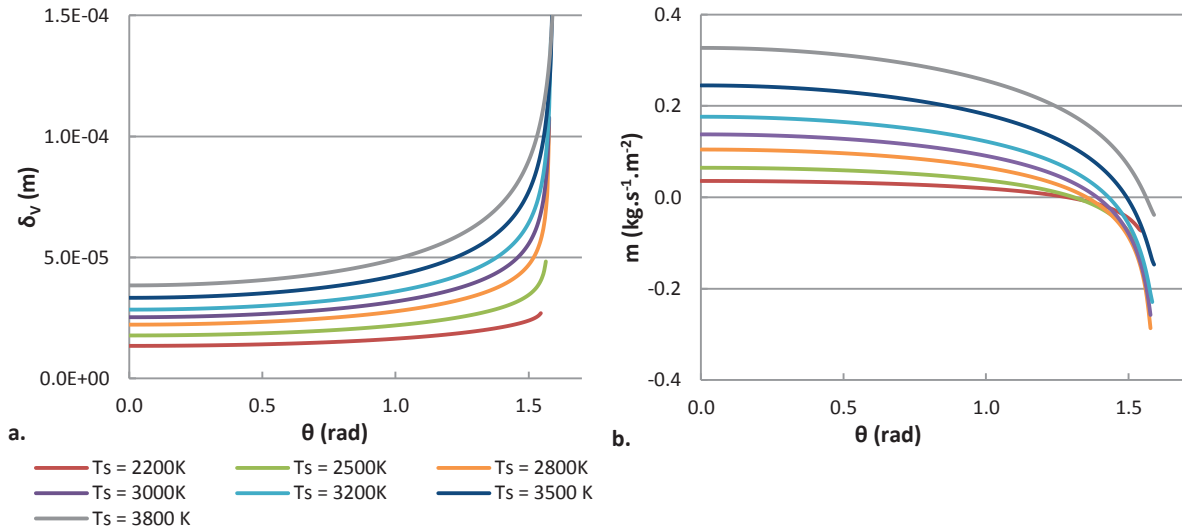


Figure 5-30 - Influence de la température de la sphère sur l'épaisseur du film de vapeur et le taux de vaporisation

$\Delta T_{\text{Sub}} = 10 \text{ K}$, $D = 5 \text{ mm}$, $u_{\infty} = 5 \text{ m.s}^{-1}$, $P = 1 \text{ bar}$.

2.4. EFFET DU SOUS-REFROIDISSEMENT DU SODIUM

On fait varier le degré de sous-refroidissement du sodium de 0 K à 55 K (à $T_s = 3500 \text{ K}$, $D = 5 \text{ mm}$, $u_{\infty} = 5 \text{ m.s}^{-1}$ et $P = 1 \text{ bar}$).

On observe une nette augmentation de la part de vaporisation ($q_{\text{vap}}(0)/q_{\text{vi}}(0)$) lorsque ΔT_{Sub} se rapproche de 0 (Figure 5-31, a). En dessous de $\Delta T_{\text{Sub}} = 15 \text{ K}$, la part de vaporisation devient quasiment négligeable devant le chauffage du liquide. Ceci confirme le fait que le sodium est un piège froid qui diffuse très rapidement la chaleur.

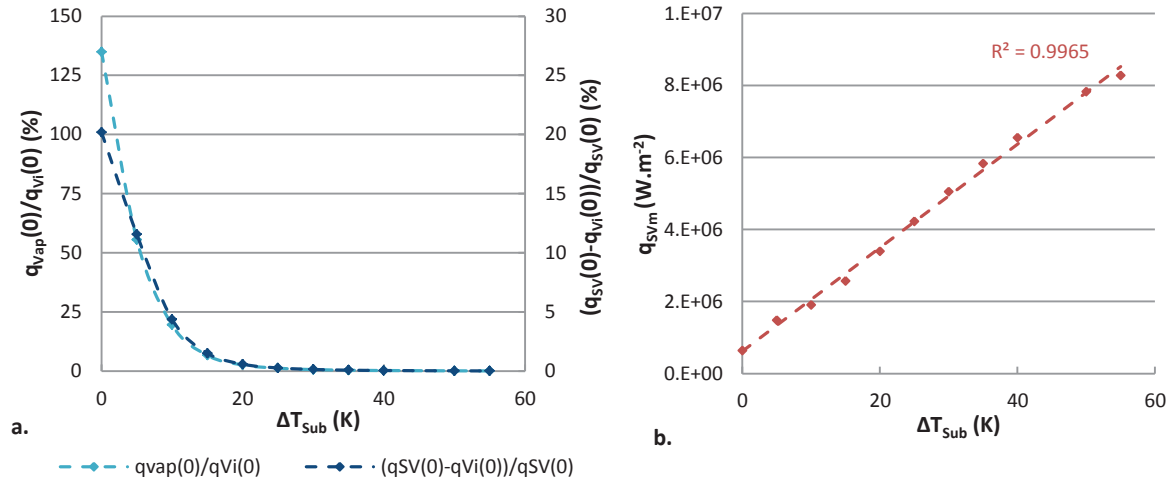


Figure 5-31 - Influence du sous-refroidissement sur la partition du flux de chaleur, sur les effets convectifs dans le film (a) ainsi que sur q_{SVm} (b)

$T_s = 3500 \text{ K}$, $D = 5 \text{ mm}$, $u_\infty = 5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $P = 1 \text{ bar}$, R^2 : coefficient de détermination.

Du fait d'une vaporisation plus importante du sodium et d'un épaissement du film de vapeur pour des températures proches de T_{Sat} (Figure 5-32), les effets convectifs sont d'autant plus importants que le sous-refroidissement est faible. Ceci est en accord avec les tendances observées dans les résultats du modèle appliqué aux essais de Farahat (cf. paragraphe 1.2). Comme le transfert convectif est négligeable aux sous-refroidissements élevés, il est légitime de considérer un profil de température linéaire dans le film. Par ailleurs, du fait d'une diminution de δ_v en fonction ΔT_{Sub} , q_{SVm} augmente (Figure 5-31, b) de manière linéaire avec le sous-refroidissement.

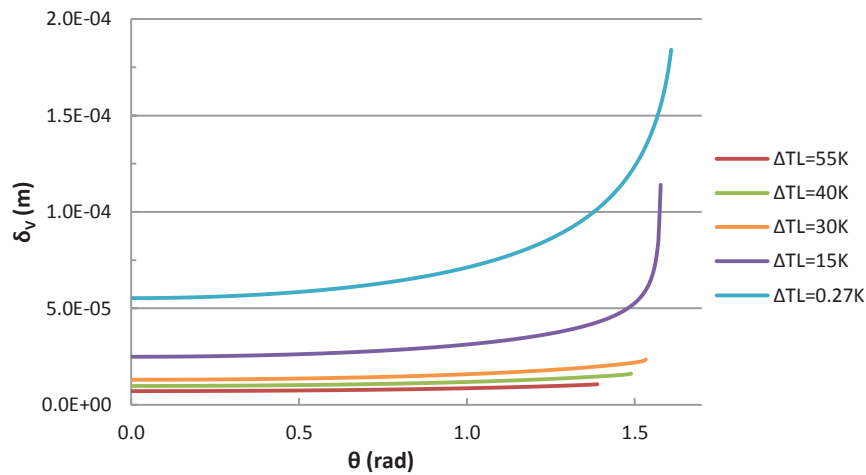


Figure 5-32 - Influence du sous-refroidissement (noté ΔT_L) sur l'épaisseur du film de vapeur autour de la sphère

$T_s = 3500 \text{ K}$, $D = 5 \text{ mm}$, $u_\infty = 5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $P = 1 \text{ bar}$.

La corrélation de SIMMER rend également compte de la variation linéaire de q_{SVm} avec ΔT_{Sub} (Figure 5-33). Pour un liquide faiblement sous-refroidi, le modèle évalue une densité de flux moyenne cédée par la sphère, $q_{\text{SVm,ALB}}$, proche de $q_{\text{SVm,SIMMER}}(\beta = 12)$. Lorsque le degré de sous-refroidissement augmente, $q_{\text{SVm,ALB}}$ s'en éloigne et de-

vient largement supérieure aux évaluations de q_{svm} à partir de la corrélation de SIMMER (l'écart est d'au minimum 35.7 % à $\Delta T_{sub} = 55$ K).

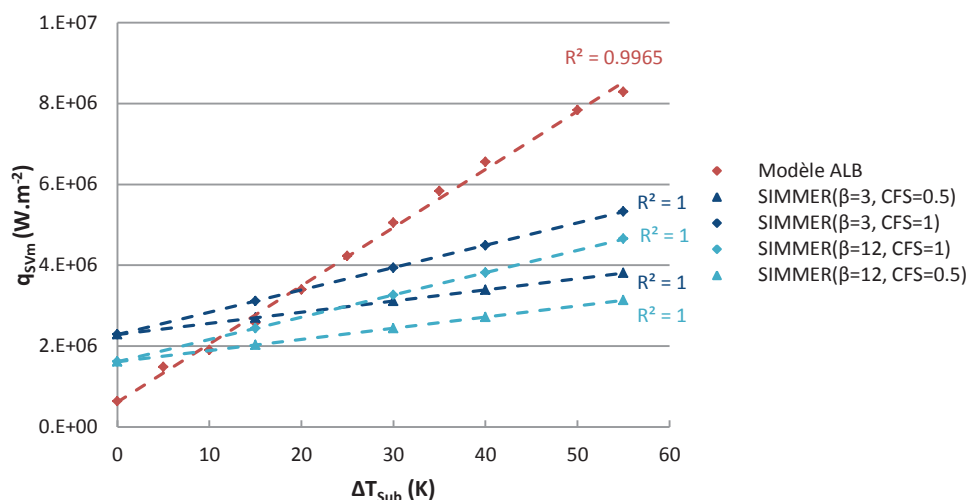


Figure 5-33 - Influence du sous-refroidissement sur la densité de flux de chaleur cédée par la sphère, q_{svm} , évaluée à partir du modèle et de la corrélation de SIMMER en convection forcée

$T_s = 3500$ K, $D = 5$ mm, $u_\infty = 5$ m.s⁻¹, $P = 1$ bar, R^2 : coefficient de détermination.

L'évolution de la part de vaporisation (Figure 5-31, a) traduit la difficulté d'obtenir un film de vapeur continu à des sous-refroidissements élevés. Un critère pourrait être déduit afin de déterminer la valeur de T_{MFB} , critère du type : si $\frac{q_{vap}(0)}{q_{vi}(0)} \leq X$ %, le film de vapeur ne peut être considéré comme stable et continu.

Dans les conditions de l'étude ($D = 5$ mm, $u_\infty = 5$ m.s⁻¹, $P = 1$ bar - Figure 5-31), on obtient :

- si $X = 5$ % : $T_{MFB}(\Delta T_{sub} = 16.2$ K) = 3500 K (contre 2167.4 K ($C_{FS} = 0.5$) et 2569.9 K ($C_{FS} = 1$)¹ avec SIMMER),
- si $X = 1$ % : $T_{MFB}(\Delta T_{sub} = 26.3$ K) = 3500 K (contre 2421.8 K ($C_{FS} = 0.5$) et 3078.6 K ($C_{FS} = 1$) avec SIMMER),
- si $X = 0.1$ % : $T_{MFB}(\Delta T_{sub} = 52.6$ K) = 3500 K (contre 3096.9 K ($C_{FS} = 0.5$) et 4428.9 K ($C_{FS} = 1$) avec SIMMER).

Néanmoins, la valeur de X est délicate à déterminer et son choix influe de manière significative sur la valeur de T_{MFB} .

Par ailleurs, on dispose d'un modèle d'ébullition en film stable (d'après les hypothèses considérées) qui permet d'évaluer les transferts de chaleur pour des sous-refroidissements allant jusqu'à environ 55 K dans les conditions de l'étude ($T_s = 3500$ K, $D = 5$ mm, $u_\infty = 5$ m.s⁻¹, $P = 1$ bar). Au-delà, la non convergence du modèle laisse supposer que le film de vapeur stable n'existe plus du fait de l'invalidité d'une ou plusieurs hypothèses du modèle. On pourrait donc assimiler la valeur de la température du corps chaud à T_{MFB} dans les conditions données,

¹ T_{MFB} est calculée à partir de la corrélation de SIMMER en convection forcée (cf. paragraphe 3.2.3, Chapitre 1, équation (1-20)) avec $\beta = 3$, valeur correspondant d'après notre analyse à une faible vaporisation du liquide, ce qui le cas pour des températures proches de T_{MFB} .

i.e. $T_{MFB}(\Delta T_{Sub} = 55 \text{ K}, D = 5 \text{ mm}, u_{\infty} = 5 \text{ m.s}^{-1}, P = 1 \text{ bar}) = 3500 \text{ K}$. Cette valeur de T_{MFB} peut être comparée à $T_{MFB, SIMMER}$, comprise quant à elle entre 3159.5 K ($C_{FS} = 0.5$) et 4553.9 K ($C_{FS} = 1$).

L'augmentation de la pression du système, pour des conditions par ailleurs identiques ($T_s = 3500 \text{ K}, D = 5 \text{ mm}, u_{\infty} = 5 \text{ m.s}^{-1}$) permet d'accroître le degré de sous-refroidissement maximal pouvant être atteint par le modèle d'ébullition en film. Par exemple, à 10 bar , on obtient : $T_{MFB}(\Delta T_{Sub} \approx 100 \text{ K}, D = 5 \text{ mm}, u_{\infty} = 5 \text{ m.s}^{-1}, P = 10 \text{ bar}) = 3500 \text{ K}$ contre 3462.9 K ($C_{FS} = 0.5$) $\leq T_{MFB, SIMMER} \leq 5013.5 \text{ K}$ ($C_{FS} = 1$) avec SIMMER dans ces mêmes conditions. Cette tendance est en accord avec celle décrite par Meduri (2009), qui observe, à partir de ses corrélations d'ébullition en film de l'eau, un collapse du film de vapeur à des sous-refroidissements plus élevés quand la pression du système augmente.

2.5. EFFET DU DIAMÈTRE DE LA SPHÈRE

L'influence de la taille de la sphère est étudiée pour des diamètres compris entre $10 \mu\text{m}$ et 1 cm . Comme indiqué dans le paragraphe 2.1, on ne se soucie pas de la fragmentation éventuelle de la sphère (lorsque $T_s \geq 3120 \text{ K}$), liée à une vitesse de l'écoulement externe élevée.

q_{svm} décroît lorsque le diamètre de la sphère augmente et varie linéairement en fonction de $(l_c/D)^{1/2}$ (Figure 5-34, a). La variation de h_{FB} en $(l_c/D)^{1/4}$ proposée par Hendricks et Baumeister (1969) pour les sphères de petit diamètre n'est donc pas retrouvée. La tendance observée pour q_{svm} s'explique par un épaissement du film de vapeur autour de la sphère quand sa taille augmente (Figure 5-34, b).

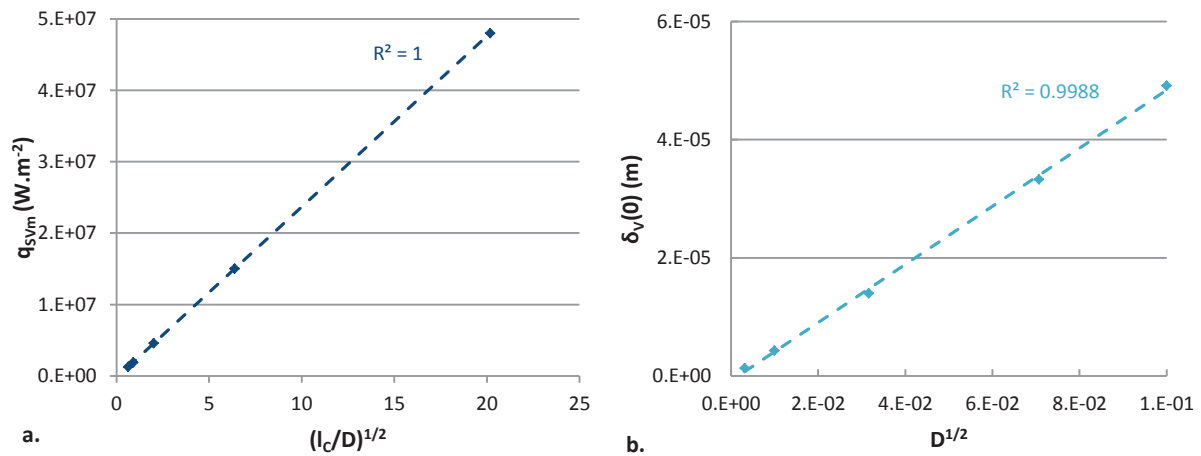


Figure 5-34 - Variation de q_{svm} (a) et de $\delta_v(0)$ (b) en fonction du diamètre de la sphère

$T_s = 3500 \text{ K}, \Delta T_{Sub} = 10 \text{ K}, u_{\infty} = 5 \text{ m.s}^{-1}, P = 1 \text{ bar}, R^2$: coefficient de détermination.

Par ailleurs, la part de chaleur servant à produire de la vapeur augmente également en fonction de $D^{1/2}$ (Figure 5-35).

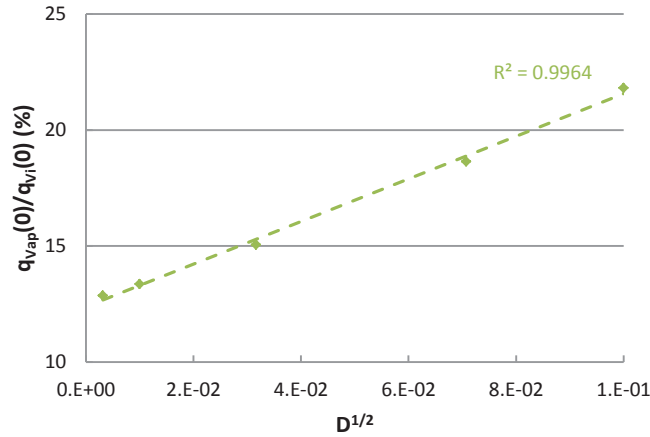


Figure 5-35 - Variation de q_{vap}/q_{vi} en $\theta = 0$ en fonction de $D^{1/2}$

$T_S = 3500 \text{ K}$, $\Delta T_{Sub} = 10 \text{ K}$, $u_{\infty} = 5 \text{ m.s}^{-1}$, $P = 1 \text{ bar}$, R^2 : coefficient de détermination.

La densité de flux de chaleur cédée par la sphère évaluée à partir de la corrélation de SIMMER en convection forcée, $q_{Svm,SIMMER}$, dépend également du diamètre en $D^{-1/2}$ (Figure 5-36). Lorsque $\beta = 12$ (cas d'une vaporisation intense) et $C_{FS} = 0.5$ (pour de petits diamètres de sphère), les valeurs de $q_{Svm,SIMMER}$ sont proches de celles fournies par le modèle.

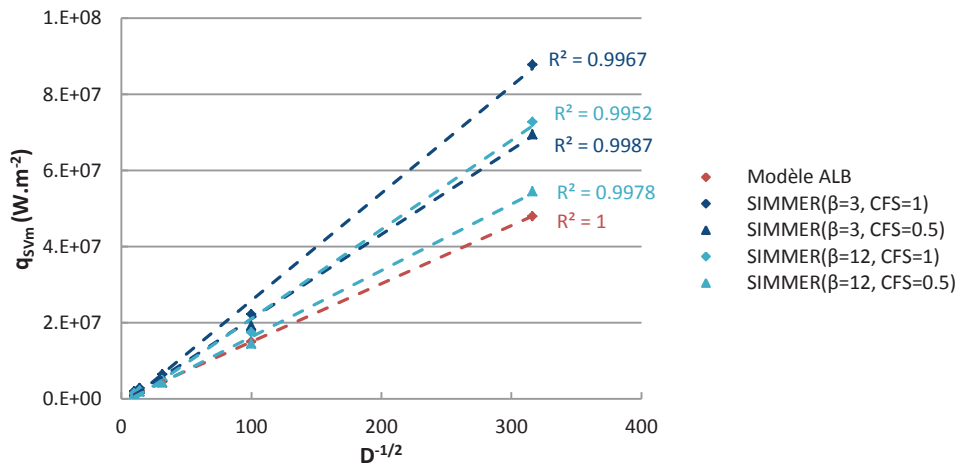


Figure 5-36 - Variation de q_{Svm} évaluée à partir du modèle et de la corrélation de SIMMER en convection forcée

$T_S = 3500 \text{ K}$, $\Delta T_{Sub} = 10 \text{ K}$, $u_{\infty} = 5 \text{ m.s}^{-1}$, $P = 1 \text{ bar}$, R^2 : coefficient de détermination.

2.6. EFFET DE LA PRESSION

On étudie l'effet de la pression entre 1 bar, pression dans un cœur de RNR-Na en fonctionnement normal, et 75 bar, ordre de grandeur de la pression maximale observée lors de l'interaction UO_2 -Na dans l'expérience FARO-TERMOS (essai T1)¹ (Magallon, 1992). La température de la sphère est maintenue constante à 3000 K¹ et le

¹ L'expérience FARO-TERMOS consistait à faire chuter 110 kg d' UO_2 à 3270 K dans un bain de sodium (130 kg) sous-refroidi ($T_{Na} \approx 663 \text{ K}$, soit $\Delta T_{Sub} \approx 490 \text{ K}$). Trois interactions successives ont été observées, qui impliquent environ 60 kg d' UO_2 au vu des fragments

sous-refroidissement est fixé à 10 K. Les calculs sont donc effectués à surchauffe variable (de 1847.7 K à 1 bar à 1020.4 K à 75 bar), avec une température de sodium (et donc une température moyenne de film) croissante en fonction de la pression (de 1142.27 K à 1 bar à 1969.56 K à 75 bar).

On observe que q_{SVm} augmente linéairement avec la pression (Figure 5-37) et que la part de chaleur cédée au liquide diminue de plus en plus lorsque la pression augmente (Figure 5-38). Ceci peut s'expliquer principalement par la variation de la conductivité thermique, λ_L , et de la diffusivité thermique, α_L , en fonction de la température du liquide, croissante dans notre étude² (λ_L (resp. α_L) est divisée par un facteur 2 (resp. 1.9) lorsque la température varie de $T_\infty = 1142.3$ K (calcul à $P = 1$ bar) à $T_\infty = 1842.8$ K (calcul à $P = 50$ bar)). En effet, l'ordre de grandeur de la densité de flux de chauffage du liquide, q_{iL} , et de la couche limite thermique en convection forcée est donné par (cf. paragraphe 3.3, Chapitre 3) :

$$q_{iL} \sim \lambda_L \frac{\Delta T_{Sub}}{\delta_{L1}^T} \quad (5-1)$$

$$\delta_L^T \sim DP_L^{-1/2} Re_L^{-1/2} \propto \alpha_L^{1/2} \quad (5-2)$$

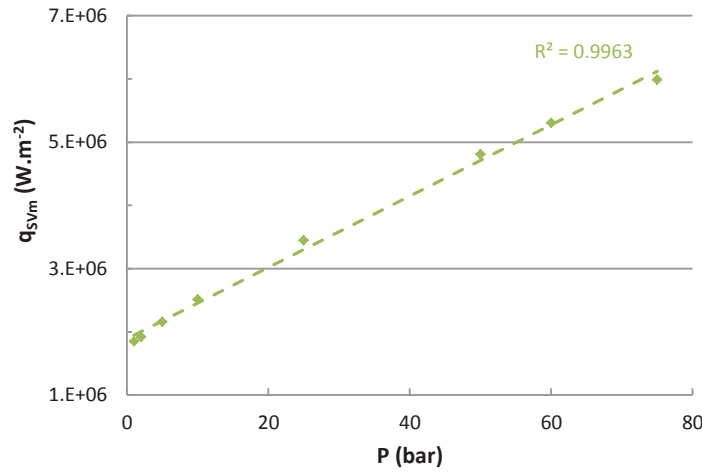


Figure 5-37 - Effet de la pression sur la densité de flux de chaleur totale moyenne cédée par la sphère, q_{SVm}

$\Delta T_{Sub} = 10$ K, $T_s = 3000$ K, $D = 5$ mm, $u_\infty = 5$ m.s⁻¹, R^2 : coefficient de détermination.

On remarque également que la pressurisation du système entraîne une production accrue de vapeur (Figure 5-38, a) et une augmentation de l'importance des effets convectifs dans le film de vapeur, illustrée par le tracé de $(q_{SV} - q_{Vi})/q_{SV}$ en $\theta = 0$ (Figure 5-38, b). Le taux de production de vapeur, \dot{m} , est défini par :

$$\dot{m} = \frac{q_{Vi} - q_{iL}}{h_{LV}} \quad (5-3)$$

retrouvés. Une pression maximale de près de 80 bar a été enregistrée dans le gaz, au-dessus du bain de sodium, lors de la seconde interaction entre l' UO_2 et le sodium, dont la température a augmenté suite à la première interaction.

¹ Une température de sphère de 3000 K a été utilisée pour étudier l'effet de la pression, ceci afin de faciliter la convergence lors de la résolution du système en $\theta = 0$ à pression élevée.

² On rappelle que les calculs sont effectués à $\Delta T_{Sub} = (T_{Sat} - T_\infty)$ constant.

Aussi, l'évolution de \dot{m} en fonction de P est en accord avec les variations de q_{svm} (si l'on considère $q_{vi} \sim q_{svm}$) et de q_{il} observées précédemment, ainsi qu'avec la diminution de h_{LV} avec la pression.

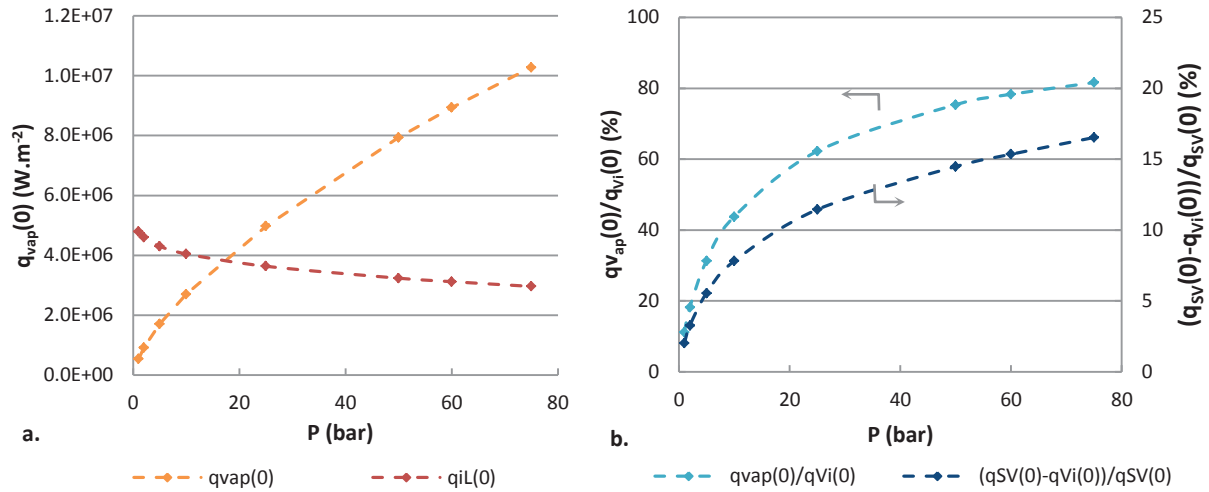


Figure 5-38 - Effet de la pression sur la densité de flux de chauffage (q_{il}) et de vaporisation (q_{vap}) (a) ainsi que sur la partition du flux de chaleur (q_{vap}/q_{il}) et sur l'importance des effets convectifs dans le film ($(q_{sv}-q_{vi})/q_{sv}$) en $\theta = 0$ (b)

$$\Delta T_{Sub} = 10 \text{ K}, T_s = 3000 \text{ K}, D = 5 \text{ mm}, u_{\infty} = 5 \text{ m.s}^{-1}.$$

On remarque par ailleurs un comportement à première vue surprenant du film de vapeur : lorsque la pression du système augmente, δ_v diminue jusqu'à 25 bar, puis augmente (Figure 5-39). Comme décrit précédemment, q_{svm} et q_{vap} augmentent avec la pression, tout comme l'importance des effets convectifs dans le film, qui contribuent à évacuer la vapeur produite. En revanche, on note qu'à partir de 25 bar, les transferts convectifs augmentent plus faiblement, ce qui se traduit par un épaissement du film de vapeur.

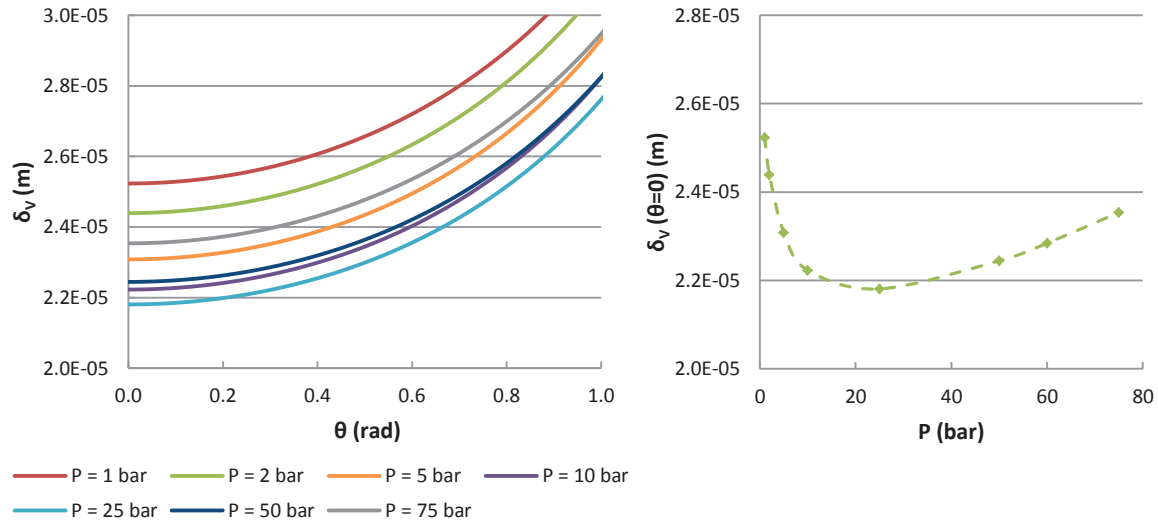


Figure 5-39 - Effet de la pression sur l'épaisseur du film de vapeur : évolutions de δ_v en fonction de θ et de $\delta_v(0)$ en fonction de P

$$\Delta T_{Sub} = 10 \text{ K}, T_s = 3000 \text{ K}, D = 5 \text{ mm}, v = 5 \text{ m.s}^{-1}.$$

La dépendance de h_{FB} en fonction de P suggérée par Banchero (1955) en $P^{1/4}$ ou Dwyer (1976) en $P^{0.3}$ ou $P^{0.32}$ pour des liquides saturés n'est pas retrouvée dans cette étude (où $\Delta T_{Sub} = 10$ K). On retrouve néanmoins la tendance donnée par Gorenflo (2010) à basse pression ($0.1 \leq P^* \leq 0.3$) : h_{FB} varie linéairement en fonction de $P^* = P/P_{Crt}$ sur l'intervalle de pression considéré (Figure 5-40). Des résultats analogues sont obtenus si l'on effectue cette même étude à surchauffe de sphère constante. De plus, on observe une dépendance de h_{FB} en fonction de P/P_{Crt} similaire, lorsque h_{FB} est évalué à partir de la corrélation de SIMMER en convection forcée.

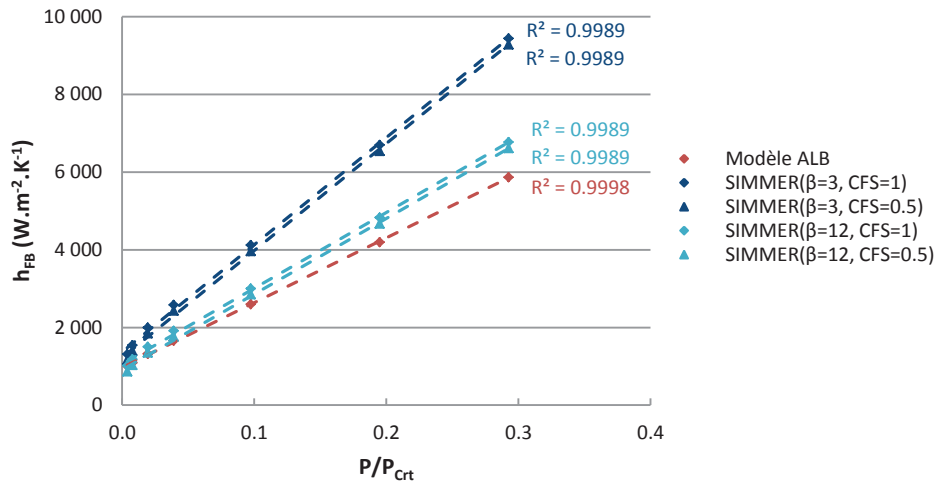


Figure 5-40 - Évolution de h_{FB} en fonction du rapport P/P_{Crt} obtenu à partir du modèle et de la corrélation de SIMMER en convection forcée

$\Delta T_{Sub} = 10$ K, $T_s = 3000$ K, $D = 5$ mm, $u_\infty = 5$ m.s⁻¹. P_{Crt} désigne la pression critique, R^2 : coefficient de détermination.

Le modèle d'ébullition en film est capable de prédire correctement le flux total de chaleur cédé par la sphère, d'après la comparaison des résultats du modèle en convection forcée à la corrélation de SIMMER. De plus, l'étude de l'influence des différents paramètres permet également de valider la démarche proposée, les tendances obtenues étant en accord avec celles attendues d'après les résultats de la littérature.

Dans cette étude, nous avons montré l'influence de la vitesse de l'écoulement externe, non seulement sur le flux de chaleur cédé par la sphère ($q_{svm} = f(u_\infty^{0.5})$) mais aussi sur la production de vapeur, favorisée par les faibles vitesses ($u_\infty \leq 10$ m.s⁻¹). L'étude de l'effet de la surchauffe a révélé une dépendance de la densité de flux de chaleur totale moyenne, q_{totm} , en fonction de $(\Delta T_{Sat})^3$, liée à la contribution du transfert radiatif. Nous avons également mis en évidence une dépendance linéaire de q_{svm} en fonction du sous-refroidissement (ΔT_{Sub}), du diamètre $((l_c/D)^{1/2}$, où l_c désigne la longueur capillaire) et de la pression (P/P_{Crt} où P_{Crt} désigne la pression critique du sodium) avec une température du corps chaud et un sous-refroidissement du sodium constants. La corrélation de SIMMER en convection forcée suit des tendances identiques, excepté pour la dépendance du flux de chaleur en fonction de la surchauffe de la sphère, linéaire dans cette corrélation.

CHAPITRE 6 ÉVALUATION DE LA TRANSITION FILM STABLE-FILM INSTABLE

Dans le cadre de l'étude du risque d'explosion de vapeur lors d'un accident nucléaire, il est nécessaire de pouvoir prédire la masse maximale de combustible que l'on peut mélanger avec le sodium avant que la déstabilisation thermique du film de vapeur n'amorce une explosion spontanée. Lors du refroidissement d'une goutte d' UO_2 dans du sodium en ébullition en film, l'apparition de contacts L-L (ou L-S) peut conduire à une interaction violente. L'objectif de ce chapitre est donc de déterminer la transition entre les deux sous-régimes d'ébullition en film, stable (sans contact) et instable (avec contacts), notée $T_{MFB,1}$ et décrite au paragraphe 2.1 du Chapitre 2 dans le cadre des expériences de Farahat, en fonction des différents paramètres (ΔT_{Sub} , D , P , u_∞).

1. DESCRIPTION DE LA DÉMARCHE ADOPTÉE

Des expériences, réalisées dans les années 1970, consistant à faire chuter quelques grammes d' UO_2 dans du sodium sous-refroidi, ont mis en évidence l'interaction violente¹ entre l' UO_2 et le sodium dans une certaine gamme de températures et de masses de combustible. Parmi les mieux instrumentées, on peut citer les expériences d'Armstrong (1971) et de Mizuta (1974), dont les principales caractéristiques sont répertoriées dans le Tableau 6-1.

	Armstrong (1971)	Mizuta (1974)
Masse d' UO_2	7.4 à 23.6 g	1.5 g à 18.5 g
Température de l' UO_2	2973 K - 3213 K	3113 K
Diamètre de la goutte d' UO_2	-	2.6 mm
Masse de Na	300 g	150g
Sous-refroidissement du Na	280 K - 680 K	580 K - 680 K
Pression max. obtenue ^(*)	45 bar	3.5 bar

Tableau 6-1 - Conditions expérimentales dans les essais de Armstrong (1971) et Mizuta (1974)

^(*) La distance entre l'endroit de l'explosion et le capteur n'étant pas connue, la précision sur la mesure de pression n'a pu être déterminée (Berthoud, 1992).

On retient de ces essais :

- la fragmentation importante de l' UO_2 (sans nécessairement avoir une pressurisation importante du système), qui augmente avec la température du sodium (Figure 6-1),
- l'éventuelle montée en pression du système, les pressurisations les plus fortes étant associées aux granulométries les plus fines.

Les résultats obtenus sont **qualitatifs** et la mise en œuvre d'expériences analytiques, munies d'une instrumentation plus adaptée (avec notamment la mesure de l'évolution des températures² au cours de l'interaction) serait nécessaire afin de quantifier l'explosivité du système en fonction de ces paramètres. De plus, le sous-refroidissement élevé du sodium dans ces essais ne permet certainement pas d'atteindre le régime d'ébullition en film du sodium et donc d'observer la déstabilisation du film de vapeur.

Une approche simplifiée a été proposée par Berthoud (Communication privée) afin de déterminer les gammes de température dans lesquelles un système combustible-réfrigérant explose spontanément. Elle a été utilisée et validée sur les résultats expérimentaux de Dullforce et al. (1976) et est présentée au paragraphe suivant ainsi que dans l'annexe 7. On a choisi de l'adopter pour étudier la limite de stabilité du film de vapeur et l'explosivité du système UO_2 -Na. Elle est tout d'abord mise en œuvre pour le système Ta-Na afin de confronter

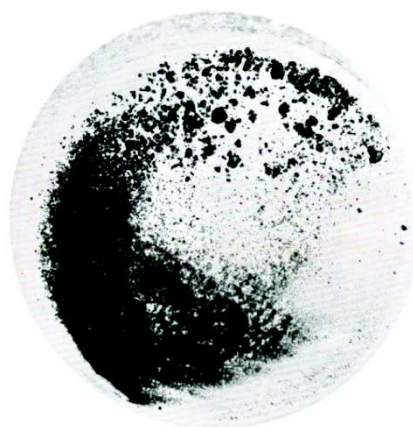
1 La violence de l'interaction est caractérisée par la fragmentation du combustible et une éventuelle pressurisation du système.

2 Notons que dans les essais de Mizuta (1974), l'évolution de la température du sodium a été relevée mais cette mesure ne présente pas un grand intérêt (constante de temps du thermocouple de 2 s, distance entre le thermocouple et la goutte d' UO_2 inconnue) (Berthoud, 1992).

les résultats aux essais de Farahat pour lesquels on pense observer les deux sous-régimes d'ébullition en film (stable et instable) (cf. paragraphe 2.1, Chapitre 2). Puis elle est appliquée au système $\text{UO}_2\text{-Na}$ pour lequel il n'existe à ce jour aucune référence.



Coulée d' UO_2 dans du sodium à 473 K



Coulée d' UO_2 dans du sodium à 673 K

Figure 6-1 - Expérience de chute d' UO_2 dans du sodium illustrant la fragmentation fine de l' UO_2 selon le sous-refroidissement du sodium (Amblard, 1970)

2. APPROCHE SIMPLIFIÉE DE BERTHOUD APPLIQUÉE AU SYSTÈME SN-H₂O

Dullforce et al. (1976) ont réalisé une expérience consistant à faire chuter des gouttes d'étain ($m_{Sn} = 12 \text{ g}$) dans de l'eau. Un grand nombre d'essais a été effectué pour différentes températures d'eau (T_{H_2O}) et d'étain (T_{Sn}) afin de définir, dans l'espace (T_{Sn}, T_{H_2O}), une région dans laquelle l'explosion a lieu spontanément¹ (Figure 6-2). Les frontières de cette région, appelée *Temperature Interaction Zone* (notée TIZ), sont nettes. La taille et la forme des débris de la photographie (Figure 6-2) attestent de l'occurrence ou non de l'explosion. En dessous d'une certaine température de l'étain, de l'ordre de 573 K (notée *Freezing*², Figure 6-2), aucune explosion spontanée n'est observée, et ce quel que soit le degré de sous-refroidissement. Par ailleurs, pour une température d'étain donnée, il existe une température maximale de l'eau au-delà de laquelle il n'y a pas d'explosion. Reynolds (1976) explique ce comportement par la présence d'un film épais de vapeur autour de la goutte qui empêche tout contact L-L, et donc la déstabilisation du film de vapeur. Dans son analyse, il définit donc la frontière diagonale de la TIZ comme résultant du passage d'un *film épais* (qualifié de *stable* dans notre étude) à un *film mince* (qualifié d'*instable*).

Dullforce et al. soulignent que la TIZ dépend de la nature et de la masse de combustible (l'explosion spontanée du système nécessite la mise en jeu d'une masse minimum), mais peu de la hauteur (et donc de la vitesse) de chute du combustible. Elle dépend également de la nature du réfrigérant.

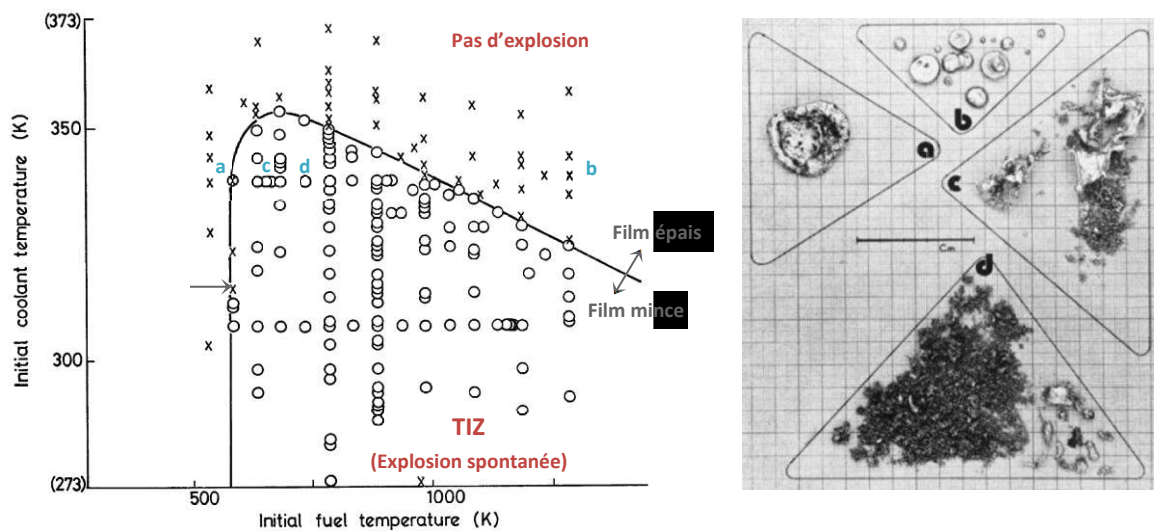


Figure 6-2 - Zone d'interaction (TIZ) pour une goutte d'étain (12 g) chutant dans de l'eau (Dullforce, 1976)

O : explosion spontanée et X : pas d'explosion. a, b, c et d indiquent les régions des débris de la photographie (à $T_{H_2O} = 338 \text{ K}$ et $T_{Sn} =$ (a) 523 K, (b) 1273 K, (c) 643 K, (d) 723 K).

¹ L'explosion a lieu après un laps de temps de 10 ms à 200 ms selon les températures T_{Sn} et T_{H_2O} .

² Les auteurs associent cette frontière à la température de solidification de l'étain, qui est de 505 K. Ils expliquent la différence de température par l'existence d'un gradient de température entre l'intérieur de la goutte et sa surface au moment du contact ($T_{Intérieur} \approx 548 \text{ K}$ si $T_{Surface} = 505 \text{ K}$) ainsi que par le mouvement relatif de la goutte, en chute libre dans l'eau, qui favorise les transferts thermiques.

Berthoud propose une approche simplifiée afin de déterminer la frontière entre un film stable et un film instable, correspondant à la température $T_{MFB,1}$ en fonction du sous-refroidissement (à D , P et u_∞ fixés). La méthode d'évaluation de $T_{MFB,1}$ est décrite en annexe 7 et résumée ci-dessous.

1. L'évolution de l'épaisseur du film de vapeur, δ_v , est tracée en fonction du sous refroidissement pour différentes températures de sphère (Figure 6-3). δ_v est calculée à partir d'un modèle simple de film de vapeur au voisinage du point de stagnation.
2. On détermine le passage de la région de film stable à la région de film instable (associée à la limite entre film épais et film mince définie par Reynolds) en traçant l'intersection des tangentes aux extrémités de chaque courbe δ_v (ΔT_{Sub}) (courbe en pointillés rouge de la Figure 6-3).
3. Lors du refroidissement d'une sphère à un sous-refroidissement donné, la température de corps chaud pour laquelle on passe d'un régime de film stable à un régime de film instable (i.e. on peut obtenir une explosion spontanée) s'obtient par l'intersection de la droite $\Delta T_{Sub} = C^{ste}$ et de la frontière précédemment déterminée. La température atteinte par la sphère lors de la transition film stable-film instable correspondrait à $T_{MFB,1}$, si cette approche est correcte.

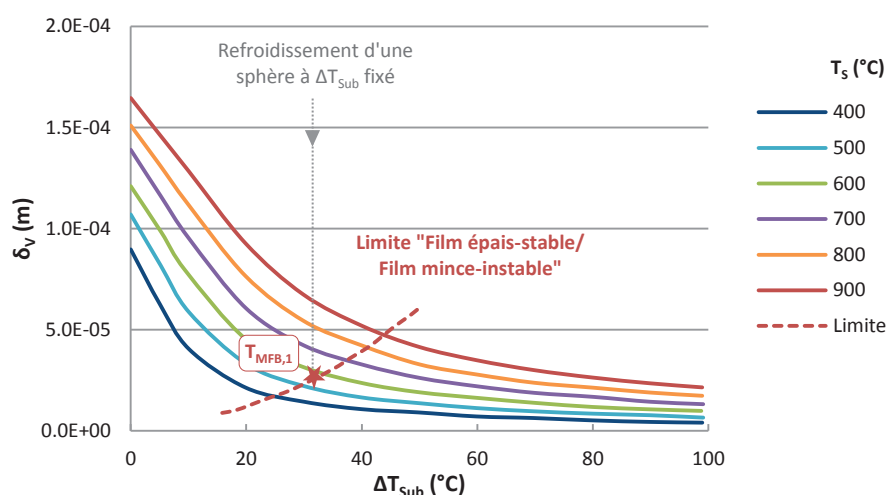


Figure 6-3 - Approche simplifiée pour l'étude de la transition film stable/film instable du système Sn-H₂O (Berthoud)

Appliquée au système Sn-H₂O, cette approche permet de retrouver la frontière diagonale de la TIZ, dite correspondre à la limite film épais-film mince observée expérimentalement par Dullforce, considérée comme étant la transition film stable-film instable (cf. Figure A 8-3, annexe 7).

Le bon accord trouvé entre les résultats de l'approche simplifiée et l'expérience de Dullforce montre que la méthode proposée est capable de fournir une valeur cohérente de $T_{MFB,1}$. Par conséquent, nous avons choisi de l'appliquer d'une part au système Ta-Na pour se comparer aux résultats expérimentaux de Farahat, et d'autre part au système UO₂-Na, cas d'intérêt pour les études de sûreté nucléaire. Pour un matériau d'émissivité élevée, ce qui est le cas de l'UO₂, le rayonnement contribue directement à la production de vapeur et donc à l'épaississement du film de vapeur. La limite entre la région de film épais et la région de film mince dépend donc du matériau considéré, selon la valeur de son émissivité.

3. ÉTUDE DU SYSTÈME TA-NA : APPLICATION AUX ESSAIS DE FARAHAT

Dans cette étude, on considère une sphère de tantale ($D = 2.54 \text{ cm}$) dans un bain de sodium stagnant ($u_\infty = 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$) à pression atmosphérique ($P = 1 \text{ bar}$), ceci dans le but de comparer les valeurs de $T_{\text{MFB},1}$ obtenues par l'approche simplifiée aux résultats expérimentaux de Farahat (1971).

À partir du modèle d'ébullition en film stable (avec prise en compte des transferts radiatifs à l'interface L-V), décrit au Chapitre 4, on calcule l'évolution de l'épaisseur du film de vapeur au point d'arrêt avant de la sphère, $\delta_v(\theta = 0)$, en fonction du sous-refroidissement du sodium pour différentes températures de sphère (Figure 6-4).

Pour une température de sphère donnée, on détermine δ_v pour un sous-refroidissement variant de 0 K à $\Delta T_{\text{Sub,Max}}$, sous-refroidissement maximal donnant lieu à l'ébullition en film du sodium. $\Delta T_{\text{Sub,Max}}$ est évaluée à partir des corrélations de Henry et de SIMMER¹ pour T_{MFB} .

Selon la corrélation considérée, $\Delta T_{\text{Sub,Max}}$ varie (Tableau 6-2) et sa valeur est parfois trop élevée pour que le calcul converge jusqu'à un angle de divergence acceptable (en convection naturelle, θ_{div} est proche de 3 rad). Néanmoins, même si l'angle de divergence est faible ($\theta_{\text{div}} \approx 0.1 \text{ rad}$), le modèle est capable de fournir une épaisseur du film de vapeur au voisinage du point d'arrêt avant qui semble cohérente et qui est donc utilisée pour le tracé des courbes $\delta_v(\Delta T_{\text{Sub}})$ (Figure 6-4, a et b).

$T_s \text{ (K)}$	$\Delta T_{\text{Sub,Max}} \text{ (K)}$		
	Henry	SIMMER	Modèle ALB
1800	-	8.7	19.3
2000	17.0	54.4	24.3
2500	78.9	195.0	37.3
3000	162.2	384.6	51.3

Tableau 6-2 - Sous-refroidissement maximal du sodium ($\Delta T_{\text{Sub,Max}}$) évalué pour différentes températures de sphère (T_s) à partir des corrélations de Henry et de SIMMER pour T_{MFB} et de la limite de convergence du modèle d'ébullition en film stable (Modèle ALB)

Sphère de tantale, $D = 2.54 \text{ cm}$, $u_\infty = 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$, $P = 1 \text{ bar}$. D'après la corrélation pour T_{MFB} de Henry, à $T_s = 1800 \text{ K}$, la température de la sphère de tantale n'est pas suffisante pour qu'il y ait ébullition en film.

¹ Dans la corrélation de SIMMER, on considère $\beta = 3$, $C_{FS} = 1$ et $\text{Nu}_{\text{Sub,CN}}$ (exposé dans le paragraphe 3.3.4, Chapitre 1)

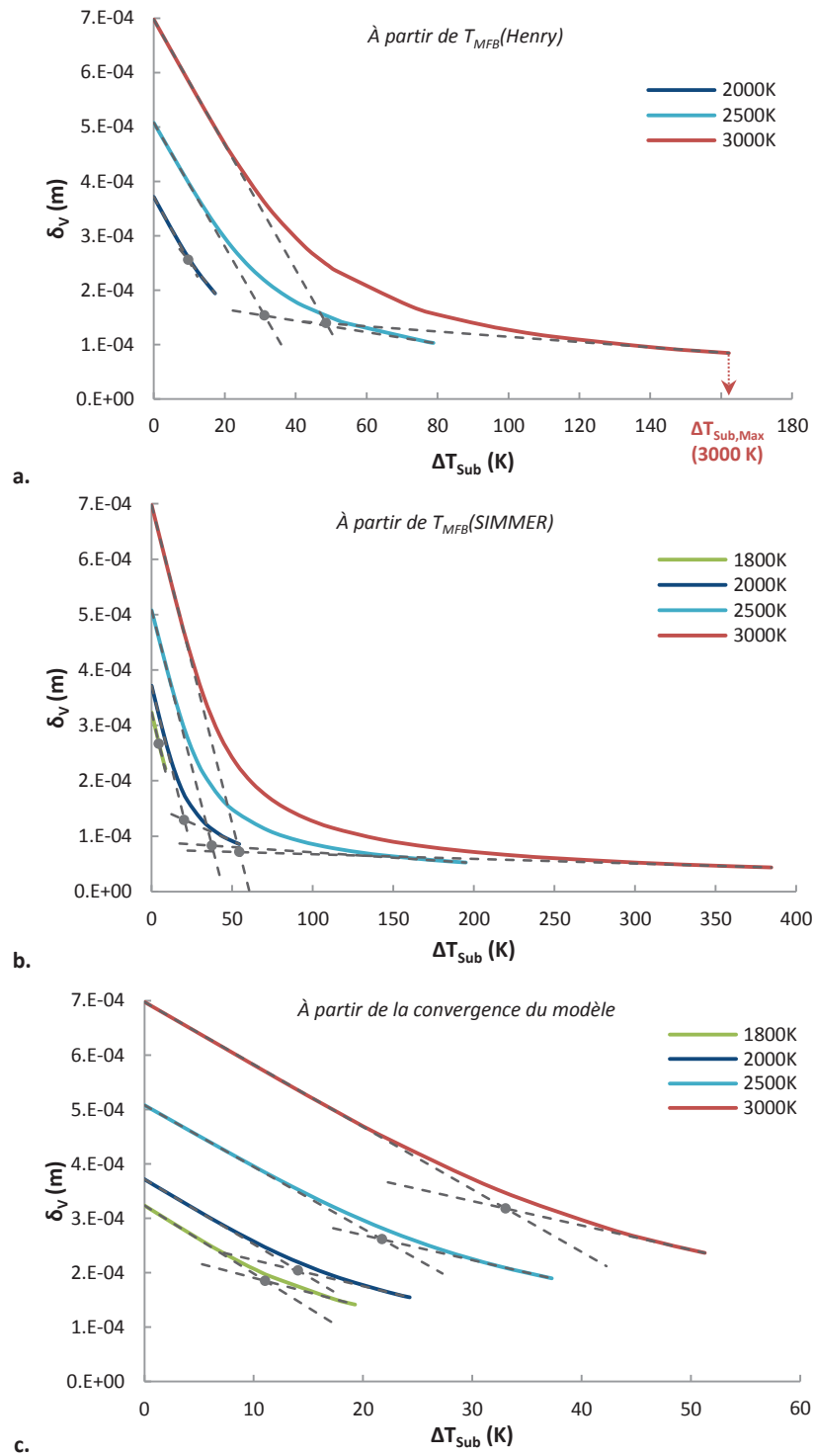


Figure 6-4 - Évolution de l'épaisseur du film de vapeur en fonction du sous-refroidissement pour différentes températures de sphère

La non-convergence du calcul pourrait être attribuée à l'invalidité d'une ou plusieurs hypothèse(s) du modèle et/ou au non-respect des conditions d'ébullition en film. Par conséquent, le sous-refroidissement maximal pour lequel le calcul converge (avec $\theta_{div} \approx 3$ rad) correspondrait à un changement de régime d'ébullition :

- passage du sous-régime d'ébullition en film stable au sous-régime d'ébullition en film instable,

- passage du sous-régime d'ébullition en film instable au régime d'ébullition de transition.

Si l'on compare les températures $T_{MFB,1}$ et $T_{MFB,2}$ relevées sur les courbes expérimentales de Farahat à $T_s(\Delta T_{Sub,Max})$, où $\Delta T_{Sub,Max}$ est déterminée par la limite de convergence du modèle, celle-ci ne coïncide avec aucune des deux températures de transition (Figure 6-5). À faible sous-refroidissement, $T_{MFB,2}^1$ est sous-estimée, puis largement surestimée par $T_s(\Delta T_{Sub,Max})$ lorsque le sous-refroidissement augmente. Par conséquent, $\Delta T_{Sub,Max}$ (Modèle ALB) ne permet pas de donner une estimation pertinente de $T_{MFB,2}$, ce qui paraît normal puisque le modèle ALB ne tient pas compte des contacts L-S qui apparaissent entre $T_{MFB,1}$ et $T_{MFB,2}$ et participent au transfert de chaleur. Par ailleurs, on remarque que les corrélations de Henry et de SIMMER ne représentent pas de manière satisfaisante $T_{MFB,2}$, en particulier à fort sous-refroidissement (Figure 6-5). On utilise néanmoins ces différentes estimations de $T_{MFB,2}$ afin de déterminer $T_{MFB,1}$ (Figure 6-4, a à c).

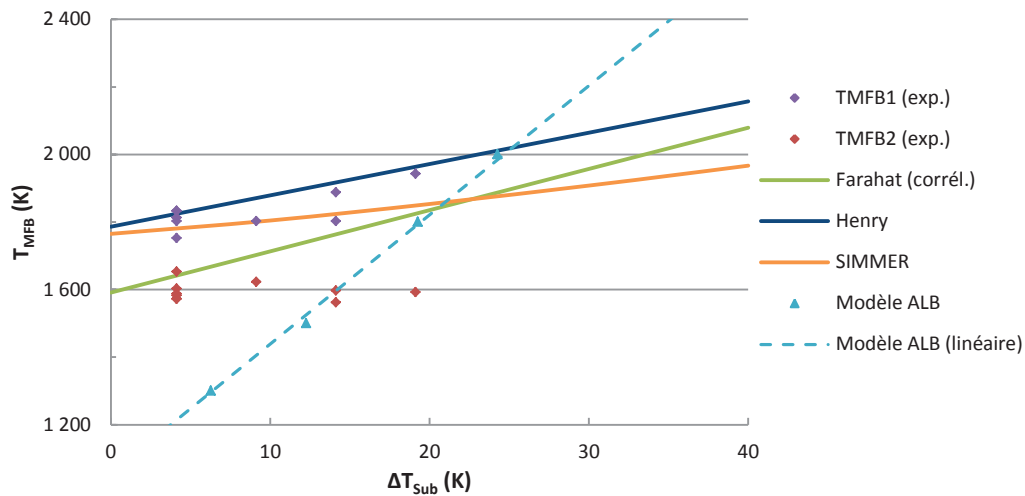


Figure 6-5 - Comparaison de la température limite de convergence du modèle avec $T_{MFB,1}$ et $T_{MFB,2}$ relevées sur les courbes expérimentales de Farahat (annexe 5)

En appliquant la méthode, présentée au paragraphe précédent, on obtient $T_{MFB,1}$ en fonction du sous-refroidissement pour le système Ta-Na (les différentes valeurs de $T_{MFB,1}$ de la Figure 6-4 (a à c) sont reportées sur la Figure 6-6). Malgré le peu de points expérimentaux disponibles, la température $T_{MFB,1}$ relevée dans les essais de Farahat est relativement bien représentée par cette approche simplifiée. Lorsque la corrélation de SIMMER est utilisée, on retrouve l'augmentation modérée de $T_{MFB,1}$ à faible sous-refroidissement et plus marquée à partir de $\Delta T_{Sub} = 20$ K. On note l'importance du choix de $\Delta T_{Sub,Max}$ et donc de la connaissance précise de $T_{MFB,2}$ dans cette approche. Pour un sous-refroidissement donné, $T_{MFB,1}$ (SIMMER) est globalement plus faible que $T_{MFB,1}$ (Henry) ou $T_{MFB,1}$ (Modèle ALB), ce qui s'explique par une température $\Delta T_{Sub,Max}$ plus élevée.

À $\Delta T_{Sub} = 20$ K, l'ébullition en film stable a lieu pour une température minimum de sphère de :

- $T_{MFB,1} = 2248$ K à partir de la corrélation de Henry, soit un écart de -13.5 % avec l'expérience,
- $T_{MFB,1} = 2037$ K à partir de la corrélation de SIMMER, soit un écart de -2.9 % avec l'expérience,

¹ On rappelle que, d'après les résultats expérimentaux de Farahat et les observations de Honda (1995), $T_{MFB,2}$ dépend peu du sous-refroidissement et est environ constante.

- $T_{MFB,1} = 2325$ K à partir du modèle ALB, soit un écart de -17.4 % avec l'expérience.

La dispersion des valeurs de $T_{MFB,1}$ calculées met en évidence l'intérêt d'améliorer la connaissance de $T_{MFB,1}$ et $T_{MFB,2}$.

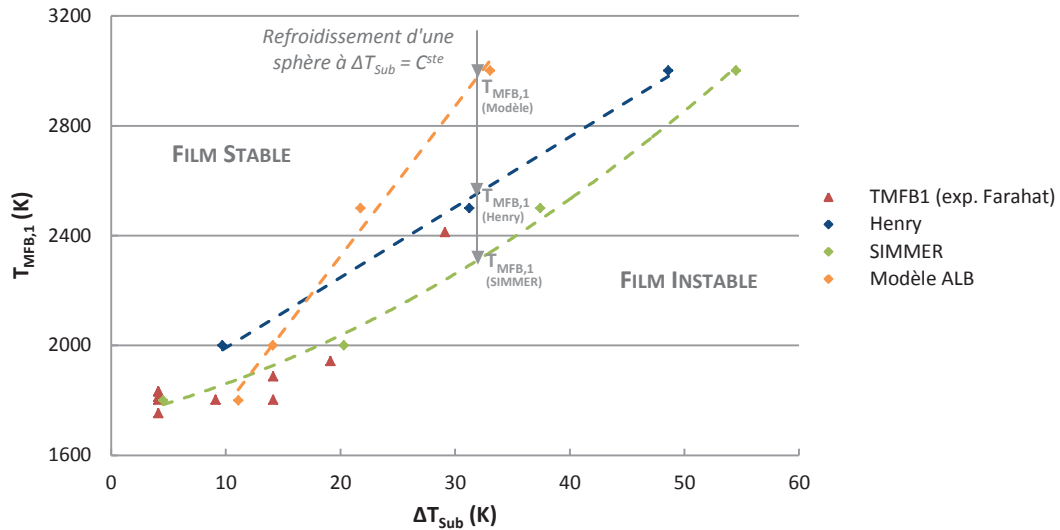


Figure 6-6 - Évolution de $T_{MFB,1}$ en fonction du sous-refroidissement en convection naturelle pour le système Ta-Na

Sphère de Ta, $D = 2.54$ cm, $u_\infty = 10^{-4}$ et $P = 1$ bar. $T_{MFB,1}$ est déterminée à partir de l'approche simplifiée en choisissant différentes valeurs de $\Delta T_{Sub,Max}$. Pour déterminer $\Delta T_{Sub,Max}$, on utilise les corrélations de SIMMER et de Henry pour T_{MFB} , ainsi que la limite de convergence du modèle ALB. Les valeurs de $T_{MFB,1}$ calculées sont comparées à celles relevées sur les courbes expérimentales de Farahat. On inclut la valeur de $T_{MFB,1}$ de l'essai 43, qui reste toutefois discutable.

ΔT_{Sub} (K)		10 K	(%)	20 K	(%)	30 K	(%)	40 K	(%)
$T_{MFB,1}$ (K)	Henry	1992	-10.0	2248	-13.5	2504	-2.2	2760	6.4
	SIMMER	1861	-2.8	2037	-2.9	2261	7.7	2533	14.1
	Modèle ALB	1779	1.7	2325	-17.4	2871	-17.2	3417	-15.8
	Expérience de Farahat	1810		1980		2450		2950 ^(*)	

Tableau 6-3 - Quelques valeurs de $T_{MFB,1}$ évaluées à partir de la Figure 6-6 pour différents sous-refroidissements (d'après le calcul et l'expérience)

L'écart à l'expérience est indiqué dans chaque colonne notée (%), sachant que l'expérience ne constitue pas une référence en tant que telle. ^(*) : Valeur extrapolée.

Les résultats obtenus à partir de l'approche simplifiée pour le système Ta-Na montrent un accord qualitativement satisfaisant avec l'expérience de Farahat. Une démarche identique a donc été adoptée pour étudier l'explosivité du système UO_2 -Na dans des conditions pouvant être celles d'une situation accidentelle dans un RNR-Na.

4. ÉTUDE DU SYSTÈME $\text{UO}_2\text{-Na}$

L'approche simplifiée a été appliquée au système $\text{UO}_2\text{-Na}$ dans le cas de la convection naturelle et de la convection forcée pour différents diamètres de sphère. Le sous-refroidissement maximal du sodium, $\Delta T_{\text{Sub,Max}}$, est déterminé pour chacun des cas considérés à partir des corrélations de Henry et de SIMMER pour T_{MFB} ainsi que par la limite de convergence du modèle. Les résultats obtenus sont comparés aux tendances observées par Honda (1995) concernant l'influence de la vitesse de l'écoulement externe et la taille du système. L'influence de la pression n'a pas été étudiée, étant donné l'absence de point de comparaison (à notre connaissance, aucune étude expérimentale ou théorique n'a été menée à ce sujet).

4.1. CAS DE LA CONVECTION NATURELLE

On considère une sphère d' UO_2 de diamètre $D = 5$ mm placée dans un bain de sodium stagnant à pression atmosphérique. Les sous-refroidissements $\Delta T_{\text{Sub,Max}}$ utilisés dans les calculs sont indiqués dans le Tableau 6-4. D'après la corrélation pour T_{MFB} de Henry, à $T_s = 2000$ K, la température de la sphère n'est pas suffisante pour qu'il y ait ébullition en film. Par ailleurs, on remarque une diminution importante de $\Delta T_{\text{Sub,Max}}$ (Henry) pour $T_s = 3500$ K, liée au passage de l' UO_2 à l'état liquide (à 3120 K, $\Delta T_{\text{Sub,Max}}$ (Henry) = 93.8 K). En effet, la corrélation de Henry prend en compte l'effusivité de l' UO_2 , définie par $\varepsilon = (\lambda \rho c_p)^{1/2}$, qui diminue d'un facteur 1.6 lorsque T_s passe de 3000 K à 3500 K. Par conséquent, une discontinuité de $T_{\text{MFB,1}}$ (Henry) est observée à 3120 K, température de fusion de l' UO_2 (Figure 6-7).

T_s (K)	$\Delta T_{\text{Sub,Max}}$ (K)		
	Henry	SIMMER	Modèle ALB
2000	-	20.6	24.3
2500	47.9	73.4	35.3
3000	162.9	144.5	35.3
3500	90.0	239.5	47.3

Tableau 6-4 - Sous-refroidissement maximal du sodium ($\Delta T_{\text{Sub,Max}}$) évalué pour différentes températures de sphère (T_s) à partir des corrélations de Henry et de SIMMER pour T_{MFB} et de la limite de convergence du modèle d'ébullition en film

Sphère d' UO_2 , $D = 5$ mm, $u_\infty = 10^{-4}$ m.s⁻¹, $P = 1$ bar.

La corrélation de Henry et de SIMMER donnent des estimations proches pour $T_{\text{MFB,1}}$. Comme observé pour le système Ta-Na, $T_{\text{MFB,1}}$ (SIMMER) est inférieure $T_{\text{MFB,1}}$ (Henry) et $T_{\text{MFB,1}}$ (Modèle ALB) à ΔT_{Sub} fixée, en raison des valeurs plus élevées de $\Delta T_{\text{Sub,Max}}$ (SIMMER). De plus, la température de transition augmente avec le sous-refroidissement du sodium, le film de vapeur, alors plus fin, étant plus facilement déstabilisé. A titre d'exemple, pour un sous-refroidissement de 10 K, le système $\text{UO}_2\text{-Na}$ est en film stable pour une température de sphère comprise entre 1710 K (Modèle ALB) et 2154 K (Henry). Pour un sous-refroidissement de 40 K, il est stable pour $T_{\text{MFB,1}}$ compris entre 2850 K (SIMMER) et 3350 K (Modèle ALB).

D'après la Figure 6-7, l'interaction d'une goutte d' UO_2 à une température de 3500 K (à l'état liquide) avec du sodium serait explosive pour un degré de sous-refroidissement minimum de :

- $\Delta T_{\text{Sub}} = 47.1$ K, d'après la corrélation de Henry,
- $\Delta T_{\text{Sub}} = 62.6$ K, d'après la corrélation de SIMMER,

- $\Delta T_{\text{Sub}} = 44.5 \text{ K}$, d'après le modèle ALB.

Cela souligne de nouveau la nécessité de connaître précisément la limite entre les deux sous-régimes d'ébullition en film afin de déterminer le caractère explosif de l'interaction $\text{UO}_2\text{-Na}$.

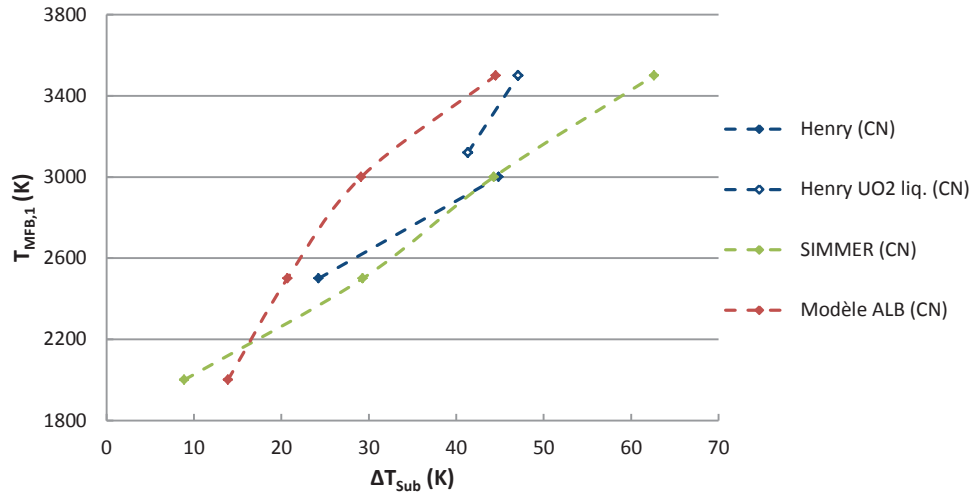


Figure 6-7 - Évolution de $T_{\text{MFB},1}$ en fonction du sous-refroidissement en convection naturelle pour le système $\text{UO}_2\text{-Na}$

Sphère d' UO_2 , $D = 5 \text{ mm}$, $u_{\infty} = 10^{-4}$ et $P = 1 \text{ bar}$.

4.2. CAS DE LA CONVECTION FORCÉE

On considère une sphère d' UO_2 de diamètre $D = 5 \text{ mm}$ placée dans un écoulement de sodium ($u_{\infty} = 2 \text{ m.s}^{-1}$) à pression atmosphérique. Les valeurs de $\Delta T_{\text{Sub,Max}}$ évaluées sont indiquées dans le Tableau 6-5. Une des faiblesses de la corrélation de Henry pour T_{MFB} est la non prise en compte de la vitesse de l'écoulement : $\Delta T_{\text{Sub,Max}}$ est donc identique au cas de la convection naturelle. Par ailleurs, l'estimation de $\Delta T_{\text{Sub,Max}}$ (Modèle ALB) pour $T_s = 3000 \text{ K}$ est inférieure à celle pour $T_s = 2500 \text{ K}$, ce qui n'est pas cohérent. En effet, plus la température de sphère est élevée, plus le degré sous-refroidissement maximal donnant lieu à l'ébullition en film est important. Nous n'expliquons pas ce comportement anormal du modèle et nous ne retiendrons pas ce point singulier pour l'analyse des résultats.

$T_s \text{ (K)}$	$\Delta T_{\text{Sub,Max}} \text{ (K)}$		
	Henry	SIMMER	Modèle ALB
2000	-	4.4	28.3
2500	47.9	15.8	35.3
3000	162.9	31.2	22.8
3500	90.0	51.8	47.3

Tableau 6-5 - Sous-refroidissement maximal du sodium ($\Delta T_{\text{Sub,Max}}$) évalué pour différentes températures de sphère (T_s) à partir des corrélations de Henry et de SIMMER pour T_{MFB} et de la limite de convergence du modèle d'ébullition en film

Sphère d' UO_2 , $D = 5 \text{ mm}$, $u_{\infty} = 2 \text{ m.s}^{-1}$, $P = 1 \text{ bar}$.

En convection forcée, aucune estimation de $\delta_v(\theta = 0)$ ne peut être obtenue pour $\Delta T_{\text{Sub}} \geq \Delta T_{\text{Sub,Max}}(\text{Modèle ALB})$, à T_s fixée¹. Aussi, dans les cas où $\Delta T_{\text{Sub,Max}}(\text{Henry})$ et $\Delta T_{\text{Sub,Max}}(\text{SIMMER})$ sont supérieurs à $\Delta T_{\text{Sub,Max}}(\text{Modèle ALB})$, seule la valeur de $T_{\text{MFB,1}}(\text{Modèle ALB})$ est fournie (Figure 6-8), car on ne peut effectuer de calculs avec le modèle ALB dans les autres cas.

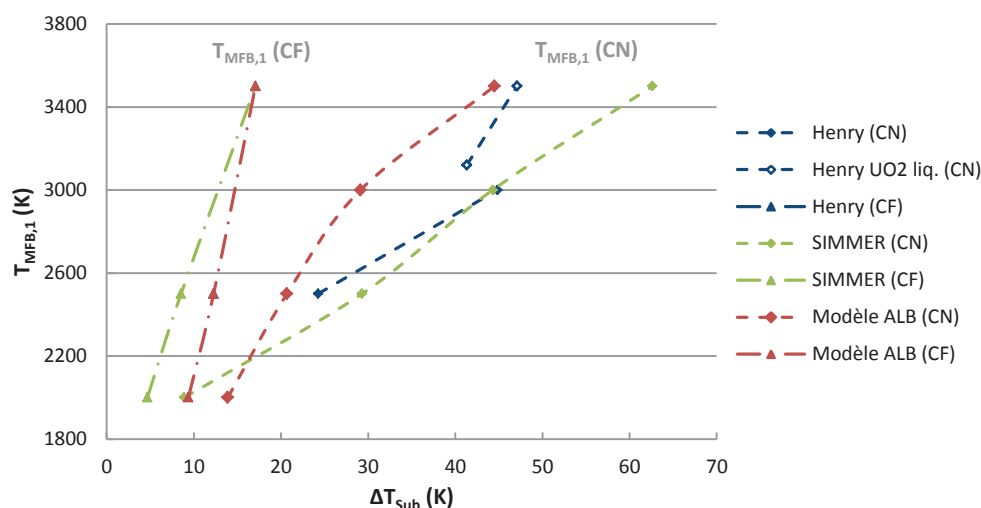


Figure 6-8 - Effet de la vitesse de l'écoulement externe sur $T_{\text{MFB,1}}$ pour le système $\text{UO}_2\text{-Na}$

Sphère d' UO_2 ($D = 5 \text{ mm}$), $u_\infty = 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$ (en Convection Naturelle - CN) et $u_\infty = 2 \text{ m.s}^{-1}$ (en Convection Forcée - CF), $P = 1 \text{ bar}$.

La Figure 6-8 montre que **la mise en mouvement de l'écoulement externe entraîne une augmentation significative de $T_{\text{MFB,1}}$** , d'autant plus que le sous-refroidissement est important (Tableau 6-6). On observe une augmentation de $T_{\text{MFB,1}}(\text{Modèle ALB})$ de près de 20 % (resp. 32 %) à $\Delta T_{\text{Sub}} = 10 \text{ K}$ (resp. 15 K) entre les cas de convection naturelle et de convection forcée. Cette tendance est en accord avec les observations de Honda (1995) (cf. paragraphe 2.1, Chapitre 2). On note également l'importance du choix de $\Delta T_{\text{Sub,Max}}$, notamment à de faibles sous-refroidissements (inférieurs à 15 K). L'écart entre les différentes températures $T_{\text{MFB,1}}$ en convection forcée s'amenuise lorsque ΔT_{Sub} augmente (570 K d'écart à $\Delta T_{\text{Sub}} = 10 \text{ K}$ contre 200 K à $\Delta T_{\text{Sub}} = 15 \text{ K}$), étant donné que seul $\Delta T_{\text{Sub,Max}}(\text{Modèle ALB})$ peut être considéré.

$T_{\text{MFB,1}} \text{ (K)}$	$\Delta T_{\text{Sub}} = 10 \text{ K}$			$\Delta T_{\text{Sub}} = 15 \text{ K}$		
	Henry	SIMMER	Modèle ALB	Henry	SIMMER	Modèle ALB
CN ($u_\infty = 10^{-4} \text{ m.s}^{-1}$)	2154 ^(*)	2030	1710 ^(*)	2275 ^(*)	2150	2080
CF ($u_\infty = 2 \text{ m.s}^{-1}$)	2110 ^(*)	2680	2110	3060	3260	3060
$\Delta T_{\text{CN} \rightarrow \text{CF}} \text{ (K)}$	-44	+650	+400	+785	+1110	+980
Écart CN-CF (%)	-2.1	24.3	19.0	25.7	34.1	32.0

Tableau 6-6 - Comparaison de $T_{\text{MFB,1}}$ en convection naturelle (CN) et forcée (CF) selon le choix de $\Delta T_{\text{Sub,Max}}$ pour un sous-refroidissement de 10 K et 15 K

^(*) : Valeurs estimées par extrapolation linéaire.

¹ D'un point de vue pratique, le calcul ne converge pas au-delà de $\Delta T_{\text{Sub,Max}}(\text{Modèle ALB})$, même en imposant un angle de divergence proche de 0, comme cela a été fait pour le cas de la convection naturelle.

La mise en contact d'une goutte d' UO_2 à 3500 K de diamètre 5 mm avec du sodium sous-refroidi en convection forcée ($u_\infty = 2 \text{ m.s}^{-1}$) ne permet un régime d'ébullition en film stable que si $\Delta T_{\text{Sub}} \leq 17.1 \text{ K}$.

Cette approche simplifiée montre donc que **l'ébullition en film stable du sodium autour d'une sphère d' UO_2 à haute température et à pression atmosphérique n'aurait lieu qu'à faible sous-refroidissement** (inférieurs à 20 K).

4.3. EFFET DU DIAMÈTRE DE LA SPHÈRE

On considère une sphère d' UO_2 de diamètre $D = 1 \text{ cm}$ placée dans un écoulement de sodium ($u_\infty = 2 \text{ m.s}^{-1}$) à pression atmosphérique. Les remarques concernant $\Delta T_{\text{Sub,Max}}(\text{Henry})^1$ et $\Delta T_{\text{Sub,Max}}(\text{Modèle ALB})$ formulées dans le paragraphe précédent (cas où $D = 5 \text{ mm}$, $u_\infty = 2 \text{ m.s}^{-1}$, $P = 1 \text{ bar}$) sont aussi valables pour le cas d'une sphère de plus grand diamètre (Tableau 6-7). De même, selon la température de la sphère, $\delta_v(\theta = 0)$ ne peut être évaluée pour $\Delta T_{\text{Sub}} \geq \Delta T_{\text{Sub,Max}}(\text{Modèle ALB})$.

T_s (K)	$\Delta T_{\text{Sub,Max}}$ (K)		
	Henry	SIMMER	Modèle ALB
2000	-	6.4	22.8
2500	47.9	23.3	28.3
3000	162.9	46.0	22.8
3500	90.0	46.0	36.3

Tableau 6-7 - Sous-refroidissement maximal du sodium ($\Delta T_{\text{Sub,Max}}$) évalué pour différentes températures de sphère (T_s) à partir des corrélations de Henry et de SIMMER pour T_{MFB} et de la limite de convergence du modèle d'ébullition en film

Sphère d' UO_2 , $D = 1 \text{ cm}$, $u_\infty = 2 \text{ m.s}^{-1}$, $P = 1 \text{ bar}$.

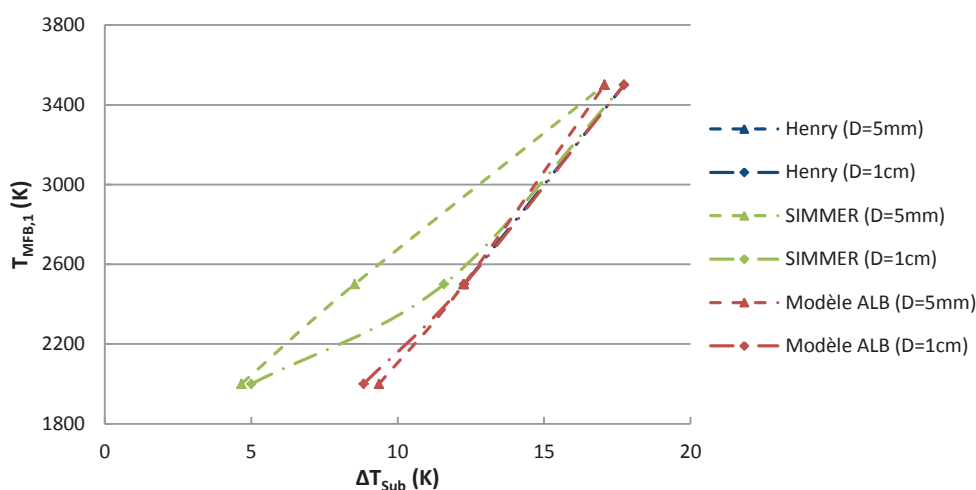


Figure 6-9 - Effet du diamètre de la sphère sur $T_{\text{MFB,1}}$ pour le système $\text{UO}_2\text{-Na}$ en convection forcée

Sphère d' UO_2 ($D = 5 \text{ mm}$ ou $D = 1 \text{ mm}$), $u_\infty = 2 \text{ m.s}^{-1}$, $P = 1 \text{ bar}$.

¹ On précise que la corrélation de Henry pour T_{MFB} ne tient pas compte du diamètre de la sphère : les valeurs de $\Delta T_{\text{Sub,Max}}$ sont donc identiques aux cas précédents.

Sur la Figure 6-9 sont comparées les températures $T_{MFB,1}$ obtenues pour une sphère de diamètre $D = 1$ cm et $D = 5$ mm, cas traités dans le paragraphe précédent. On choisit de s'intéresser uniquement à l'évolution de $T_{MFB,1}$ (Modèle ALB), les valeurs données par la corrélation de SIMMER étant contraintes par la limite de convergence du modèle. On remarque que **le diamètre de la sphère a peu d'influence sur $T_{MFB,1}$** , ce qui correspond aux conclusions de Honda (1995). Pour $\Delta T_{Sub} = 10$ K et 15 K, on observe un écart de ± 2.3 % sur $T_{MFB,1}$ selon que l'on considère une sphère de 5 mm ou 1 cm de diamètre.

$T_{MFB,1}$ (K)	$\Delta T_{Sub} = 10$ K	$\Delta T_{Sub} = 15$ K
D = 5 mm	2110	3060
D = 1 cm	2160	2990
$\Delta T_{5mm \rightarrow 1cm}$ (K)	+50	-70
Écart (%)	2.3	-2.3

Tableau 6-8 - Comparaison de $T_{MFB,1}$ pour deux diamètres de sphère ($D = 5$ mm et $D = 1$ cm) en considérant $\Delta T_{Sub,Max}$ (Modèle ALB) pour un sous-refroidissement de 10 K et 15 K

4.4. EFFET DE LA PRESSION DU SYSTÈME

On étudie l'influence de la pression du système sur la limite de stabilité du film de vapeur. Dans un RNR-Na, le cœur de réacteur est surmonté d'une colonne de sodium d'une hauteur d'environ 7 m ; par conséquent, la pression au niveau du cœur est supérieure à celle dans le ciel de pile, à pression atmosphérique. On peut alors estimer la pression dans les conditions normales de fonctionnement : P est de l'ordre de 5 bar en entrée du cœur et de 2 bar en sortie.

Dans nos calculs, on considère une sphère d' UO_2 de diamètre $D = 5$ mm placée dans un écoulement de sodium ($u_\infty = 2 \text{ m.s}^{-1}$) aux pressions $P = 2$ bar, 5 bar et 10 bar. Pour cette étude, on utilise uniquement $\Delta T_{Sub,Max}$ déterminée par la limite de convergence du modèle.

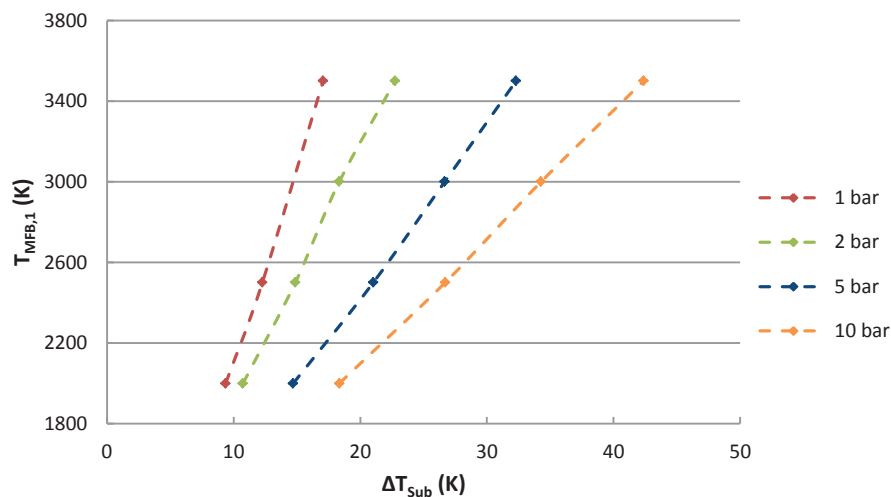


Figure 6-10 - Effet de la pression sur $T_{MFB,1}$ pour le système UO_2 -Na en convection forcée évaluée à partir du modèle ALB

Sphère d' UO_2 ($D = 5$ mm), $u_\infty = 2 \text{ m.s}^{-1}$, $P = 1$ bar, 2 bar, 5 bar et 10 bar.

On remarque que la pressurisation du système a un effet stabilisant sur le film de vapeur. En effet, $T_{MFB,1}$ diminue lorsque la pression augmente pour un sous-refroidissement donné (Figure 6-10 et Tableau 6-9).

$T_{MFB,1}$ (K)	ΔT_{Sub} (K)		
	10 K	20 K	40 K
1 bar	2098.3	4059.0	7980.4
2 bar	1907.3	3169.6	5694.2
5 bar	1581.4	2435.8	4144.4
10 bar	1468.7	2095.8	3350.1

Tableau 6-9 - Comparaison de $T_{MFB,1}$ pour différentes pressions et différents sous-refroidissements

Sphère d' UO_2 ($D = 5$ mm), $u_\infty = 2$ m.s⁻¹, $P = 1$ bar, 2 bar, 5 bar et 10 bar.

Pour une sphère d' UO_2 de diamètre $D = 5$ mm à $T_s = 3500$ K immergée dans un écoulement de sodium ($u_\infty = 2$ m.s⁻¹), le film de vapeur est stable si :

- $\Delta T_{Sub} \leq 17.1$ K à 1 bar,
- $\Delta T_{Sub} \leq 22.6$ K à 2 bar,
- $\Delta T_{Sub} \leq 32.3$ K à 5 bar,
- $\Delta T_{Sub} \leq 42.4$ K à 10 bar.

Aussi, d'après les résultats du modèle simplifié, **l'ébullition en film stable du sodium autour d'une sphère d' UO_2 a lieu pour des sous-refroidissements d'autant plus élevés que la pression du système est importante.**

L'approche simplifiée proposée par Berthoud pour étudier la limite de stabilité du film de vapeur a été appliquée au système Ta-Na. Elle a fourni une estimation relativement satisfaisante de la température $T_{MFB,1}$ en comparaison aux résultats expérimentaux de Farahat. Elle a donc été mise en œuvre afin d'évaluer $T_{MFB,1}$ pour le système UO_2 -Na. L'influence de la vitesse de l'écoulement et de la pression du système sur $T_{MFB,1}$ a été mise en évidence. On a également montré une faible dépendance de $T_{MFB,1}$ en fonction du diamètre de la sphère.

On retiendra de cette étude qu'à pression atmosphérique, l'ébullition en film stable du sodium autour d'une sphère d' UO_2 a lieu pour du sodium proche de la saturation ($\Delta T_{Sub} \leq 20$ K). Ceci est d'autant plus vrai pour de faibles surchauffes et des vitesses élevées de l'écoulement environnant. Néanmoins, l'effet stabilisant de la pressurisation du système sur le film de vapeur permet d'être en régime de film stable à des sous-refroidissements plus importants lorsque la pression augmente. On souligne par ailleurs la nécessité de connaître précisément $T_{MFB,2}$ dans cette méthode d'évaluation de $T_{MFB,1}$, ce qui n'est pas le cas à ce jour.

Une étude de stabilité linéaire du modèle d'ébullition en film développé permettrait de déterminer plus précisément $T_{MFB,1}$, élément indispensable à l'étude des accidents graves des RNR-Na. Par ailleurs, lorsque la température de la sphère est inférieure à $T_{MFB,1}$, les transferts de chaleur augmentent de manière significative de par l'apparition de contacts. La description des transferts thermiques en régime d'ébullition en film instable nécessite donc la prise en compte des modes de transfert de chaleur additionnels (conduction dans le liquide lors du contact, évaporation d'une microcouche de liquide formée à la suite du contact, ...).

CONCLUSION

Ce travail de thèse a porté sur l'ébullition en film du sodium autour d'une sphère à haute température. L'objectif recherché était d'en améliorer la connaissance en termes de transferts de chaleur et de stabilité du film de vapeur.

Après avoir réalisé une analyse d'échelles du problème, nous avons mis en place un modèle d'ébullition en film, basé sur l'approximation de double couche limite et l'utilisation d'une méthode intégrale. En l'absence de données expérimentales suffisantes, cette approche théorique permet de représenter finement le phénomène d'ébullition en film du sodium, et ce dans le cas le plus général, que ce soit en convection naturelle ou forcée, pour du sodium saturé ou sous-refroidi. En particulier, le modèle est capable de fournir les deux informations nécessaires à un code de calcul dédié à l'étude de l'explosion de vapeur, à savoir :

- la densité de flux de chaleur moyenne cédée par le corps chaud au film de vapeur,
- la partition du flux de chaleur, accessible uniquement de manière théorique.

Les grandeurs sont évaluées en fonction des paramètres du système étudié (ΔT_{sub} , T_s , D , P , u_∞). Dans notre modélisation, le rayonnement a tout d'abord été pris en compte de manière additive. Puis, compte tenu de l'opacité du sodium liquide et de l'émissivité importante de l' UO_2 , sa participation directe à la vaporisation du sodium imposait un traitement couplé des transferts radiatifs aux transferts conducto-convectifs.

Les résultats du modèle ont été comparés aux résultats expérimentaux de Farahat en convection naturelle. Seule expérience disponible pour l'analyse de l'ébullition en film du sodium, elle couvre une gamme de paramètre bien trop restreinte pour nous permettre de valider complètement notre modèle. Néanmoins, l'accord obtenu est globalement satisfaisant, ce qui atteste de la pertinence du modèle développé. Par ailleurs, le modèle d'ébullition en film est appliqué au système $\text{UO}_2\text{-Na}$ en convection forcée. Les densités de flux évaluées sont confrontées à celles calculées à partir la corrélation du code SIMMER. L'influence de plusieurs paramètres sur les transferts thermiques en ébullition en film a été également étudiée. Les tendances observées sont cohérentes avec celles obtenues pour d'autres fluides, ce qui conforte la validité de notre démarche.

Dans un second temps, le modèle d'ébullition en film a été utilisé pour étudier la limite entre le sous-régime d'ébullition en film *stable* et le sous-régime d'ébullition en film *instable*. La température de transition a été évaluée à partir d'une approche simplifiée. Dans le cadre des études de sûreté des réacteurs refroidis au sodium, elle permet de déterminer la potentielle explosivité spontanée d'un mélange $\text{UO}_2\text{-Na}$, c'est-à-dire la limite du phénomène physique de prémélange.

Du point de vue de l'étude de l'explosion de vapeur, nous retiendrons de cette analyse que lorsque le degré de sous-refroidissement du sodium dépasse quelques dizaines de Kelvins, à pression atmosphérique, la vaporisation devient très faible. Il est donc peu probable qu'un film de vapeur stable s'établisse autour des gouttes d' UO_2 à des sous-refroidissements élevés. Cependant, dans le cas où des masses importantes de combustible

se déverseraient dans le sodium, on observerait, comme par exemple dans les expériences FARO-TERMOS (Magallon, 1992) ou CORRECT II (Berthoud, 1992), une succession d'interactions, celles-ci devenant de plus en plus énergétiques, car en présence de sodium chauffé lors des interactions précédentes. Le comportement explosif du système $\text{UO}_2\text{-Na}$ avec du sodium proche de la saturation devient alors analogue à celui observé pour le système $\text{UO}_2\text{-H}_2\text{O}$ (Berthoud, 1994).

Au terme de ce travail, une contribution à la connaissance des transferts thermiques en ébullition en film du sodium a donc été apportée. De nombreuses perspectives sont envisagées.

Tout d'abord, la mise en œuvre d'expériences analytiques est indispensable, d'une part pour la validation des modèles, et d'autre part pour bâtir des corrélations validées et destinées à être utilisées dans les codes de calcul. Il s'agit de disposer d'une base de données expérimentales couvrant une gamme de paramètres suffisamment large pour être représentative d'une situation accidentelle. Les essais doivent permettre d'étudier l'influence :

- de la surchauffe de la paroi ($T_s \leq T_{\text{fusion}}$),
- du sous-refroidissement ($\approx 0 \text{ K} \leq \Delta T_{\text{sub}} \leq T_{\text{MFB},2}$),
- de la taille du corps chaud ($10 \mu\text{m} \leq D \leq 1 \text{ cm}$),
- de la vitesse d'écoulement ($0 \text{ m.s}^{-1} \leq u_{\infty} \leq 40 \text{ m.s}^{-1}$),
- de la pression du système ($1 \text{ bar} \leq P \leq 100 \text{ bar}$).

Les sphères de très faible diamètre pourront être remplacées par des cylindres, à l'identique des essais TRE-PAM effectués en eau (Berthoud, 2009-a). Certaines améliorations peuvent également être apportées au regard de l'expérience de Farahat. Concernant les biais expérimentaux identifiés, il serait moins pénalisant de maintenir la sphère par le bas et de minimiser le rapport entre le diamètre de la tige de support et le diamètre de la sphère. De plus, le chauffage direct de la sphère au sein du liquide permettrait de supprimer le régime transitoire lié à l'immersion de la sphère. Enfin, la mesure des contacts L-S apporterait des informations supplémentaires pour valider l'étude du sous-régime d'ébullition en film instable.

À partir de l'analyse d'échelles effectuée, nous avons tenté de corréler la densité de flux de chaleur moyenne cédée par la sphère, q_{svm} , dans le cas de la convection naturelle, à partir des résultats expérimentaux disponibles. Une corrélation de q_{svm} pourrait également être proposée en fonction des nombres adimensionnels obtenus pour le cas de la convection forcée. Le manque de données expérimentales ne nous a pas permis de mettre en place un tel résultat. On souligne que pour établir une corrélation de la partition du flux de chaleur, une analyse d'échelles du problème incluant le rayonnement à l'interface L-V est préalablement requise.

Dans notre modèle, seuls les transferts thermiques en-deçà du point de décollement sont pris en compte. Au-delà, ils sont considérés comme négligeables. Néanmoins, certains auteurs laissent supposer que ces transferts thermiques sont significatifs. Par exemple, Liu (1996) propose une modélisation des transferts thermiques turbulents à l'arrière de la sphère. Il ajuste les constantes de son modèle sur ses données expérimentales, obtenant ainsi des résultats très satisfaisants. Ce modèle n'a cependant été validé sur aucune autre base de données expérimentales. En plus de la turbulence de l'écoulement dans le sillage de vapeur se pose également la question de l'influence des transferts radiatifs dans cette région. Par ailleurs, l'amélioration de la connaissance de l'angle de divergence pourrait également être nécessaire. En effet, le décollement de la couche limite hydrodynamique, lié à une description insuffisante de l'écoulement liquide, conduit à sous-estimer le flux de chaleur cédé par la sphère dans le cas d'une faible vaporisation. Pour le sodium, cette situation est plus facilement atteinte qu'en eau, du fait de la diffusivité thermique élevée du sodium. Aussi, le choix de profils de vitesse et de température d'ordre supérieur pourrait s'avérer utile.

Une étude du passage d'un film stable à un film instable, plus précise et plus robuste que celle proposée, serait nécessaire. Elle consisterait en une analyse de stabilité linéaire de l'interface L-V à partir du modèle d'ébullition en film développé. Il serait également intéressant de quantifier les transferts thermiques en régime d'ébullition en film instable. D'après les travaux de De Malmazet (2009), la corrélation d'Epstein et Hauser (1980) surestime jusqu'à un facteur 2 les transferts thermiques en régime d'ébullition en film stable. D'ailleurs, lors de l'établissement de cette corrélation, un facteur 2 a été ajouté afin de retrouver des flux de chaleur expérimentaux appartenant visiblement au sous-régime d'ébullition en film instable. Les contacts auraient donc un effet significatif sur les transferts thermiques en régime d'ébullition en film et nécessiteraient de considérer un mode de transfert thermique additionnel. Gunnerson (1979) propose par exemple d'estimer cette contribution à partir d'un modèle simple faisant intervenir la surface et la fréquence des contacts.

À terme, l'ensemble de ces connaissances contribueront au développement d'un code de calcul dédié à l'étude de l'interaction $\text{UO}_2\text{-Na}$, au même titre que les codes existants pour l'eau.

RÉFÉRENCES

- Amblard, M., Semeria, R., Vernier, P., Gouzy, A., Najuc, M., Contact entre du bioxyde d'uranium fondu et un réfrigérant sodium et eau, Rapport TT N° 96, CEA Grenoble, 1970.
- Armstrong, D.R., Testa, F.J., Raridon, D. Jr, Interaction of sodium with molten UO_2 and stainless steel using a dropping mode of contact, ANL Report 7890, 1971.
- Banchero, J.T., Barker, G.E., Boll, R.H., Stable film boiling of liquid oxygen outside single horizontal tubes and wires, Chemical Engineering Progress, Symposium Series, **17**, 51, 20-31, 1955.
- Barnett, P.G., Gentry, P.J., Jackson, J.D., Tong, D.K.W., Emissivity measurements of liquid sodium and some sodium contaminated steel surfaces, Proceedings of the IAEA International Working Group Meeting on Heat and Mass Transfer in Fast Reactors, Report IWGFR-57, AERE, Harwell, 8-10 October 1985.
- Baumeister, K.J., Simon, F.F., Leidenfrost temperature - its correlation for liquid metals, cryogens, hydrocarbons and water, Journal of Heat Transfer, Transactions of the ASME, 166-172, May 1973.
- Bejan, A., Convection Heat Transfer, Second Edition, Wiley, 1995.
- Berenson, P.J., Transition boiling heat transfer from a horizontal surface, Technical Report N°17, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts, 1960.
- Berenson, P.J., Film-boiling heat transfer from a horizontal surface, Journal of Heat Transfer, **83**, 351-358, 1961.
- Berthoud, G., Synthèse des études concernant l'interaction combustible-réfrigérant dans les réacteurs à neutrons rapides, Rapport de synthèse, STR/LML/92-92, CEA Grenoble, Décembre 1992.
- Berthoud, G., Jacobs, H., Knowles, J.B., Large Scale Fuel-Sodium Interactions : Synthesis of European Programs, Fast Reactor Coordinating Committee/Safety Working Group, Whole-core Accident Code expert group, WAC(94)-D.375, October 1994.
- Berthoud, G., Gros d'Aillon, L., Film-boiling heat transfer around a very high temperature thin wire immersed into water at pressure from 1 to 210 bar: experimental results and analysis, International Journal of Thermal Sciences, **48**, 9, 1728-1740, 2009-a.
- Berthoud, G., Use of the TREPAM hot wire quenching test results for modelling heat transfer between fuel and coolant in FCI codes, Nuclear Engineering and Design, **239**, 12, 2908-2915, 2009-b.
- Bradfield, W.S., Liquid-solid contact in steady film boiling, Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals, **5**, 2, 200-204, May 1966.
- Breton, J.P., A simple and consistent equation of state for sodium in the single phase and two phase regions, Proceedings of the Third Specialist Meeting on Sodium/Fuel Interaction in Fast Reactors, Vol. 1, PNC N251 76-12, Tokyo, 22-26 March 1976.

Breear, D.J., A guide to heat transfer coefficients in SIMMER-III version 2.D, Rapport PNC ZN9410 98-026, April 1998.

Breen, B.P., Westwater, J.W., Effect of diameter of horizontal tubes on film-boiling heat transfer, Chemical Engineering Progress, **58**, 7, 67-72, July 1962.

Bromley, L.A., Heat transfer in stable film boiling, Chemical Engineering Progress, **46**, 5, 221-227, 1950.

Bromley, L.A., Leroy, N.R., Robbers, J.A., Heat transfer in forced convection film boiling, Industrial and Engineering Chemistry, **45**, 12, 2639-2646, 1953.

Boulin, A., Etude du transfert thermique lors de la trempe d'un filament à haute température (2000 - 3000 K) à des pressions entre 1 et 210 bar, Thèse, INP Grenoble, 2007.

Carey, V.P., Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena, Hemisphere Publishing Corporation, New York, February, 1992.

Carslaw, H.S., Jaeger, J.C., Conduction of Heat in Solids, Oxford University Press, 1959.

Cezairliyan, A., McClure, J. L., Beckett, C. W., High-speed (subsecond) measurement of heat capacity, electrical resistivity, and thermal radiation properties of tantalum in the range 1900 to 3200 K, Journal of Research of the National Bureau of Standards - A. Physics and Chemistry, **75A**, 1, January- February 1971.

Chan, S.H., Tseng, H.H., Thermal radiation properties of interface between nuclear reactor materials, Nuclear Science and Engineering, **71**, 2, 215-227, 1979.

Cho, D.H., Chan, S.H., Effect of internal thermal radiation on the contact interface temperature, Letters in Heat Mass Transfer, **4**, 465-475, 1977.

Collier, J.G., Thome, J.R., Convective Boiling and Condensation, Third Edition, Oxford Engineering Science Series, Clarendon Press, 1996.

Corradini, M.L., Heat transfer and fluid flow aspects of Fuel-Coolant Interactions, Department of Nuclear Engineering, Massachusetts Institute of Technology, Report N° COO-278112TR, September 1978.

Carbajo, J.J., Yoder, G.L., Popov, S.G., Ivanov, V.K., A review of the thermophysical properties of MOX and UO₂ fuels, Journal of Nuclear Materials, **299**, 181-198, 2001.

De Malmazet, E., Étude de la fragmentation de gouttes chaudes en ébullition en film dans un écoulement d'eau, Thèse, Grenoble-INP, 2009.

Dhir, V.K., Purohit, G.P., Subcooled film-boiling heat transfer from spheres, Nuclear Engineering and Design, **47**, 49-66, 1978.

Dullforce, T.A., Buchanan, D.J., Peckover, R.S., Self-triggering of small-scale fuel-coolant interactions: I. Experiments, Journal of Physics D: Applied Physics, **9**, 1976.

Dwyer, O.E., Boiling Liquid-Metal Heat Transfer, American Nuclear Society, USA, 1976.

Elberg, S., Mathonnet, P., Propriétés physiques du sodium à hautes températures, Rapport technique N°132, Département de transfert et conversion d'énergie, CEA Grenoble, Novembre 1975.

Epstein, M., Hauser, G.M., Subcooled forced-convection film boiling in the forward stagnation region of a sphere or cylinder, International Journal of Heat and Mass Transfer, **23**, 179 - 189, 1980.

Ewing, C.T., Stone, J.P., Spann, J.R., Miller, R.R., Molecular association in sodium, potassium, and cesium vapors at high temperatures, Journal of Physical Chemistry, **71**, 3, 173-477, 1967.

Farahat, M.M.K., Transient-boiling heat transfer from spheres to sodium, PhD, Argonne National Laboratory, University of Alexandria, 1971.

Farahat, M.M.K., El-Halfawy, F.Z., Film boiling heat transfer from spherical particles to subcooled liquids, Atomkernenergie (ATKE), 26, 4, 235-241, 1975.

Farrar, L.C., Marschall, E., Film boiling in a scaling liquid, Transactions of ASME, Journal of Heat Transfer, 173-177, May 1976.

Fink, J.K., Leibowitz, L., Thermodynamic and transport properties of sodium liquid and vapor, ANL, January 1995.

Fink, J.K., Review - Thermophysical properties of uranium dioxide, Journal of Nuclear Materials, **279**, 1-18, 2000.

Frederking, T.H.K., Clark, J.A., Natural convection film boiling on a sphere, Advances in Cryogenic Engineering, **8**, 501-506, 1963.

Frederking, T.H.K., Hopenfeld, J., Laminar two-phase boundary layers in natural convection film boiling of subcooled liquids, ZAMP, **15**, 1964.

Golden, G.H., Tokar, J.V., Thermophysical properties of sodium, ANL-7323, August 1967.

Gorenflo, D., Baumhögger, E., Windmann, T., Herres, G., Nucleate pool boiling, film boiling and single-phase free convection at pressures up to the critical state. Part I: Integral heat transfer for horizontal copper cylinders, International Journal of Refrigeration, **33**, 1229-1250, 2010.

Gunnerson, F.S., Cronenberg, A.W., Film boiling destabilization from hydrodynamic and thermodynamic considerations with application to the understanding of vapour explosion phenomena, Technical Report N°NE-66(79)NRC-318-1, University of New Mexico, College of Engineering, April 1979.

Häßler, M., Experimentelle Untersuchungen zum Wärmeübergang und Strömungswiderstand beim Filmsieden an sehr heißen Kugeln (*Experimental investigation of heat transfer and drag during film boiling on very hot spheres*), FZK, Karlsruhe, Allemagne, August 1998.

Hamill, T.D., Baumeister, K.J., Effect of subcooling and radiation on film-boiling heat transfer from a flat plate, NASA, Washington D.C., August 1967.

Hendricks, R.C., Baumeister, K.J., Film boiling from submerged spheres, NASA, Technical Paper TN D-5124, Washington D.C., June 1969.

Hendricks, R.C., Baumeister, K.J., Similarity and curvature effects in pool film boiling, NASA, Technical Paper TM X-52652, Washington D.C., August 1970.

Henry, R. E., A correlation for the minimum film boiling temperature, Heat Transfer - Research and Design, AIChE Symposium Series, **138**, 70, 81-90, 1974.

Holmgren, M., X Steam Tables: Thermodynamic properties of water and steam, Version 2.6, January 2006.

Honda, H., Takamatsu, H., Yamashiro, H., Kobayashi, S., Heat-transfer characteristics during rapid quenching of a thin wire in water, Heat Transfer - Japanese Research, **21**, 8, 773-791, 1992.

Honda, H., Takamatsu, H., Yamashiro, H., Minimum heat-flux point and liquid-solid contact during rapid quenching of a thin wires, Heat Transfer - Japanese Research, **24**, 6, 517-537, 1995.

Jegou, C., Transfert thermique entre le sodium et la dalle - Actualisation des résultats des essais de la 5^{ème} campagne COCA, Note Technique 13121, CEA, SERA/LTME, 1992.

Kikuchi, Y., Ebisu, T., Michiyoshi, I., Measurement of liquid-solid contact in film boiling, International Journal of Heat and Mass Transfer, **35**, 6, 1589-1594, 1992.

Kondo, Sa., Konishi, K., Isozakia, M., Imahoria, S., Furutania, A., Brear, D.J., Experimental study on simulated molten jet-coolant interactions, *Nuclear Engineering and Design*, **155**, 73-84, 1995.

Kottowski, H. M., Liquid metal thermal-hydraulics, Inforum Verlag, Bonn, 1994.

Landau, L.D., On the theory of slow combustion, *Acta Physicochimica, URSS*, **19**, 1, 77-86, 1944.

Liu C., Theofanous T. G., Film boiling on spheres in single- and two-phase flows, DOE/ER/12933-3, September 1996.

Magallon, D., Hohmann, H., Schins, H., Pouring of 100-kg-scale molten UO_2 into sodium, *Nuclear Technology*, **98**, 79-98, 1992.

Maréchal, A., Étude de la déformation et des instabilités pouvant apparaître à la surface libre d'un liquide soumis localement à une évaporation intense, Thèse, Université de Grenoble 1, 1993.

Meduri, P.K., Warriar, G.R., Dhir, V.K., Wall heat flux partitioning during subcooled forced flow film boiling of water on a vertical surface, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **52**, 3535-3546, 2009.

Metal Handbook: 8th Edition, Vol. 1 - Properties and selection of metals, American Society for Metals, January 1961.

Mizuta, H., Fragmentation of uranium dioxide after molten uranium dioxide-sodium interaction, *Journal of Nuclear Science and Technology*, **11**, 11, 480-487, 1974.

Morita, K., Fischer, E.A., Thermodynamic properties and equation of state for fast reactor safety analysis, Part I: Analytic equation-of-state model, *Nuclear Engineering and Design*, **183**, 177-191, 1998.

Morita, K., Fischer, E.A., Thurnay, K., Thermodynamic properties and equation of state for fast reactor safety analysis, Part II: Properties of fast reactor materials, *Nuclear Engineering and Design*, **183**, 193-211, 1998.

Ohse, R.W., Handbook of thermodynamic and transport properties of alkali metals, International Union of Pure and Applied Chemistry, Blackwell Scientific Publications, Boston, 1985.

Padilla, A., Balzhiser, R.E., Film boiling of potassium on a horizontal plate, *Chemical Engineering Progress, Symposium Series*, **64**, 82, 1968.

Pilch, M., Erdman, C.A., Use of break-up time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop, *International Journal of Multiphase Flow*, **13**, 6, 741-757, 1987.

Reynolds, J.A., Dullforce, T.A., Peckover, R.S., Vaughan, G.J., Fuel-Coolant Interactions - Some basic studies at the UKAEA Culham Laboratory, CLM/RR/S2/7, SNI 6/2, 3rd Specialist Meeting on Sodium-Fuel Interaction in Fast Reactors, Tokyo, March 1976.

Rodriguez, G., Baque, F., Astegiano, J.C., Evolution of sodium technology R&D actions supporting French liquid-metal fast breeder reactors, *Nuclear Technology*, **150**, 1, 3-15, April 2005.

Roux, S., Valeurs des coefficients d'émissivité à employer pour les calculs projet, Note Technique 11879, CEA, SERA/LTME, 1989.

Sacadura, J.F., Initiation aux transferts thermiques, *Technique & Documentation*, 1980.

Sakurai, A., Shiotsu, M., Hata, K., A general correlation for pool film-boiling heat transfer from a horizontal cylinder to subcooled liquid: Part 1 - A theoretical pool film-boiling heat transfer model including radiation contributions and its analytical solution, *Journal of Heat Transfer*, **112**, 430-440, May 1990-a.

Sakurai, A., Shiotsu, M., Hata, K., Effect of system pressure on minimum film boiling temperature for various liquids, *Experimental Thermal and Fluid Science*, **3**, 450-457, 1990-b.

Schlejen, J., Jalink, C.J., Korving, J., Woerdman, J.P., Müller, W., The absorption spectrum of NaNa from 350 to 1075 nm, *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, **20**, 12, 1987.

Shigechi, T., Ito, T., Nishikawa, K., Forced convection film boiling heat transfer from a horizontal cylinder to liquid cross-flowing upward (2nd report, Subcooled liquid), *Bulletin of the JSME*, **26**, 214, 554 - 561, April 1983.

Simoneau, R.J., Baumeister, K.J., Experimental effect of pressure, subcooling, and diameter on thin wire film boiling, NASA, Technical Paper TM X-52773, Washington D.C., June 1970.

Stone, J.P., Ewing, C.T., Spann, J.R., Steinkuller, E.W., Williams, D.D., Miller, R.R., High temperature properties of sodium, potassium, and cesium, 14th Progress Report for period 1 January to 31 March 1964, U.S. Naval Research Laboratory, Washington D.C., August 1964.

Taylor, J.W., Ford, S.D., Solid metal-liquid metal interaction studies, Part II. Contact angle relationships for sodium on solids, Atomic Energy Research Establishment, A.E.R.E. M/R 1729, 1955.

Taylor, R.E., Kimbrough, W.D., Powell, R., Thermophysical properties of tantalum, tungsten, and tantalum-10WT per cent tungsten at high temperature, *Journal of the Less-Common Metals*, **24**, 369 - 382, 1971.

Thompson, J.C., Optical and thermal radiative properties, Chapter 7.7 de (Ohse, 1985), 1985.

Vakarelski, I.U., Patankar, N.A., Marston, J.O., Chan, D.Y.C., Thoroddsen, S.T., Stabilization of leidenfrost vapour layer by textured superhydrophobic surfaces, *Nature*, **489**, 274-277, 13 September 2012.

Witte, L.C., Baker, L. (Jr.), D.R. Haworth, Heat transfer from spheres into subcooled liquid sodium during forced convection, *Journal of Heat Transfer*, **90**, 394-398, November 1968.

Zimmer, H.J., Peppler, W., Jacobs, H., Thermal fragmentation of molten alumina in sodium, NURETH-4 : Proceedings of the 4th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, **1**, 268-273, Karlsruhe, 10-13 October 1989.

Zimmer, H.J., Investigation of vapor explosions with alumina droplets in sodium, KfK 4574e, 1991.

ANNEXES

1. ÉQUATION D'ÉTAT ET PROPRIÉTÉS DU SODIUM

Il est indispensable de disposer d'une **équation d'état cohérente du sodium** permettant de prédire de manière satisfaisante les propriétés thermodynamiques du sodium en fonction de la température et de la pression. Cette équation doit vérifier les relations fondamentales de la thermodynamique sur un intervalle de pression et de température couvrant les conditions accidentelles dans un RNR-Na.

Les propriétés physiques du sodium ont été déterminées expérimentalement sur la courbe de saturation et pour des températures n'excédant pas 1700 K. Au-delà, la mesure se heurte à des limites technologiques, liées notamment à la forte réactivité du sodium et à sa pression de vapeur saturante élevée (Elberg, 1975). D'un point de vue théorique, on trouve dans la littérature des données sur les propriétés thermodynamiques et de transport du sodium, en particulier pour le liquide et la vapeur à saturation dont Fink et Leibowitz ont fait une revue (Fink, 1995). En outre, deux équations d'état principales ont été recensées : celle de Breton (1976) et celle proposée par Morita et Fischer, utilisée dans le code SIMMER (Morita, 1998).

Nous avons choisi d'utiliser dans nos travaux l'équation d'état implémentée dans SIMMER. En effet, le modèle d'ébullition en film développé étant, à terme, destiné à contribuer à l'étude des accidents graves, il paraît pertinent d'utiliser les tables thermodynamiques du code de référence dans ce domaine. L'équation d'état de SIMMER présente l'avantage d'assurer la continuité des grandeurs (pression, volume spécifique, énergie...) au voisinage du point critique.

Les propriétés thermophysiques (conductivité thermique, viscosité dynamique, chaleur spécifique, ...) du sodium de SIMMER sont également décrites. Pour la phase liquide, elles varient uniquement en fonction de la température.

Enfin, nous nous intéressons aux propriétés optiques du sodium, utilisées pour l'étude des transferts thermiques par rayonnement à travers le film de vapeur.

Remarque : on précise que les équations référencées dans le document de Morita (1998) ne correspondent pas toujours aux équations implémentées dans les sources du code SIMMER (version S3V3D), notamment concernant les valeurs des coefficients. Les équations décrites dans cette annexe sont celles des sources du code.

1.1. L'ÉQUATION D'ÉTAT DU SODIUM DE SIMMER

1.1.1. DOMAINE DE VALIDITÉ DES ÉQUATIONS

Le domaine de validité des équations du code SIMMER utilisées est représenté Figure A 1-1. Les équations de SIMMER pour le domaine du liquide comprimé ne semblent pas cohérentes avec les équations du cas saturé : on observe une discontinuité au niveau de la courbe de saturation. De ce fait, nous avons choisi d'évaluer les grandeurs de la phase liquide le long de la courbe de saturation. Cette approximation, consistant à négliger l'influence de la pression sur les grandeurs thermodynamiques du sodium liquide, est justifiée par la suite (paragraphe 1.1.4.1 de cette annexe). À titre indicatif, les équations correspondant au domaine du liquide comprimé sont tout de même présentées.

En ce qui concerne la phase vapeur, les équations le long de la courbe de saturation et dans le domaine de la vapeur surchauffée sont décrites et utilisées.

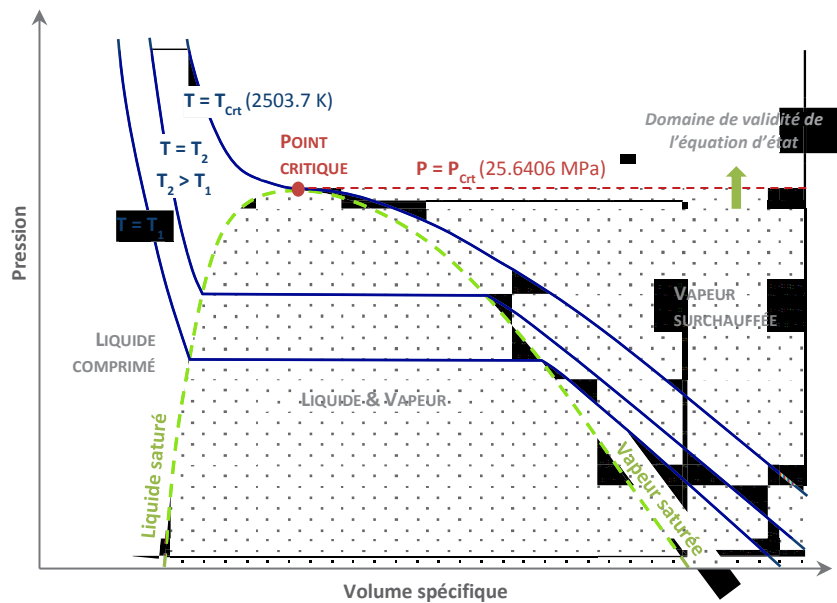


Figure A 1-1 - Domaine de validité de l'équation d'état utilisée

Les valeurs recommandées par l'ANL (Fink, 1995) sont utilisées dans SIMMER pour définir le point critique du sodium.

Température critique	$T_{\text{Crt}} = 2503.7 \text{ K}$
Pression critique	$P_{\text{Crt}} = 25.6406 \text{ MPa}$
Volume spécifique au point critique	$v_{\text{Crt}} = 4.56621 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$ soit $\rho_{\text{Crt}} = 219 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$
Énergie interne spécifique au point critique	$e_{\text{Crt}} = 4.17692 \cdot 10^6 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}$

On précise également les propriétés du liquidus utilisées dans SIMMER :

Température du liquidus	$T_{\text{Liq}} = 371 \text{ K}$
Volume spécifique du liquidus	$v_{\text{Liq}} = 1.08029 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$
Énergie spécifique du liquidus	$e_{\text{Liq}} = 2.06717 \cdot 10^5 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}$

1.1.2. PRESSION DE VAPEUR SATURANTE ET TEMPÉRATURE DE SATURATION

La pression de vapeur saturante, P_{Sat} (en Pa), fonction de la température T (en K), est donnée dans SIMMER par la relation suivante :

$$P_{\text{Sat}}(T) = \exp \left(b_{L1} + b_{L2}T + \frac{b_{L3}}{T} + b_{L4} \ln \left(\frac{T}{T_{\text{Crt}}} \right) \right) \quad (\text{A 1-1})$$

Avec $b_{L1} = 22.1057$, $b_{L2} = 0.0$, $b_{L3} = -1.26337 \cdot 10^4$, $b_{L4} = -4.67200 \cdot 10^{-1}$.

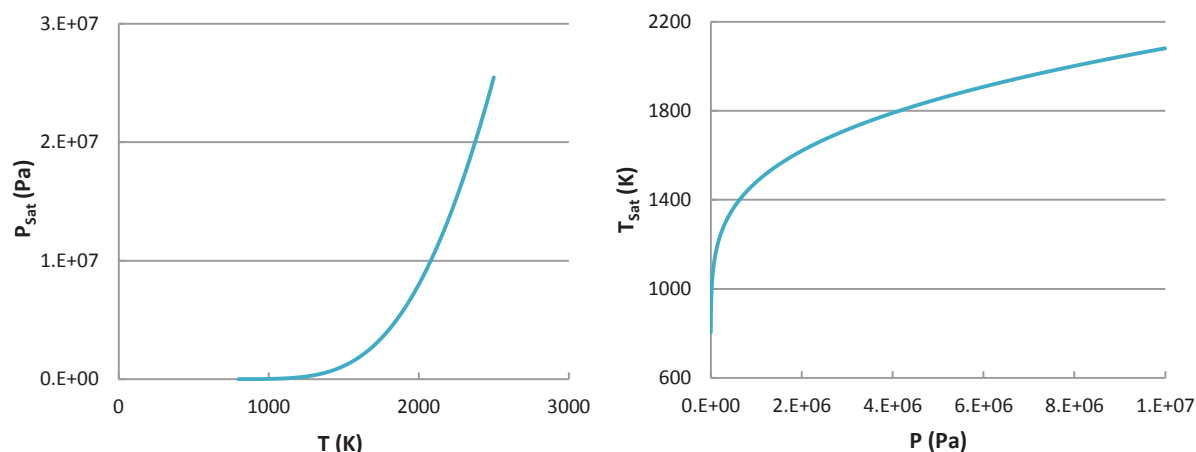


Figure A 1-2 - Pression de vapeur saturante et température de saturation du sodium

Inversement, la température de saturation, T_{sat} (en K), fonction de la pression (en Pa), a pour expression :

$$T_{\text{sat}}(p) = \frac{1}{a_{\text{Sat1}} + a_{\text{Sat2}} \ln(p) + a_{\text{Sat3}} \ln(p)^2 + a_{\text{Sat4}} \ln(p)^3} \quad (\text{A 1-2})$$

Avec $a_{\text{Sat1}} = 1.80128 \cdot 10^{-3}$, $a_{\text{Sat2}} = -8.05016 \cdot 10^{-5}$, $a_{\text{Sat3}} = 4.82697 \cdot 10^{-8}$, $a_{\text{Sat4}} = -8.53040 \cdot 10^{-9}$.

1.1.3. ÉQUATIONS DE LA PHASE VAPEUR

1.1.3.1. VAPEUR SURCHAUFFÉE : ÉQUATION DE REDLICH-KWONG MODIFIÉE

L'équation modifiée de Redlich-Kwong (équation MRK pour *Modified Redlich-Kwong equation*) est utilisée pour la phase vapeur. Elle s'apparente à l'équation de Van der Waals et a pour formulation :

$$P_V(T_V, v_V) = \frac{R_M T_V}{v_V - a_{V1}} - \frac{a(T_V)}{v_V(v_V + a_{V3})} \quad (\text{A 1-3})$$

Où $a(T_V) = a_{V2} \left(\frac{T_V}{T_{\text{Crt}}} \right)^{a_{V4}}$, $T_V < T_{\text{Crt}}$ et $a(T_V) = a_{V2} \left(1 + a_{V4} \left(\frac{T_V}{T_{\text{Crt}}} - 1 \right) \right)$, $T_V \geq T_{\text{Crt}}$.

Avec $a_{V1} = 2.93447 \cdot 10^{-4}$, $a_{V2} = 1.23634 \cdot 10^4$, $a_{V3} = 1.96134 \cdot 10^{-2}$, $a_{V4} = 4.92937 \cdot 10^{-1}$.

T_V désigne la température de la vapeur (en K), v_V le volume spécifique de la vapeur (en $\text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$) et R_M la constante spécifique de la vapeur de sodium ($R_M = 361.661 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$), rapport de la constante des gaz parfaits ($R = 8.3143 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$) et de la masse molaire du sodium ($M = 22.9898 \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{mol}^{-1}$).

Remarque : on retrouve l'équation de Van der Waals à partir de l'équation (A 1-3) en prenant $a_{V3} = 0$ et $a = C^{\text{ste}}$:

$$P_V(T_V, v_V) = \frac{R_M T_V}{v_V - a_{V1}} - \frac{a}{v_V^2} \quad (\text{A 1-4})$$

L'équation MRK ne reproduit pas de manière satisfaisante les données évaluées pour le sodium. En effet, cette équation est valable pour une substance à un constituant simple. Une nouvelle équation a été proposée afin de prendre en compte la dimérisation de la vapeur de sodium.

Remarque : la vapeur de sodium se dimérise selon la réaction réversible suivante : $2\text{Na} \leftrightarrow \text{Na}_2$. Selon Golden et Tokar (1967), la formation d'un tétramère est aussi envisageable ($4\text{Na} \leftrightarrow \text{Na}_4$).

Pour un système réactif, la nouvelle formulation de l'équation MRK, utilisée dans SIMMER, est donnée par l'équation (A 1-5) (A 1-15). Les valeurs obtenues à partir de celle-ci sont en meilleur accord avec les données du sodium.

$$P_V(T_V, v_V) = \frac{R_M T_V}{(1 + \gamma_{B,V})(v_V - a_{V1})} - \frac{a(T_V)}{v_V(v_V + a_{V3})} \quad (\text{A 1-5})$$

$\gamma_{B,V}$ est un facteur correctif, qui s'exprime de la manière suivante :

$$\gamma_{B,V}(x_V) = \frac{1 + 2x_V - (1 + 8x_V)^{1/2}}{2(x_V - 1)} \quad (\text{A 1-6})$$

Où :

$$x_V(T_V, v_V) = \frac{k_{2,V} R_M T_V}{v_V - a_{V1}} \quad (\text{A 1-7})$$

$$k_{2,V}(v_V) = \exp\left(d_{V1} + \frac{d_{V2}}{T_V}\right) \quad (\text{A 1-8})$$

Avec $d_{V1} = -21.4845$, $d_{V2} = 9.21571 \cdot 10^3$.

Ainsi, en utilisant les équations (A 1-5) à (A 1-8), on peut déterminer **le volume spécifique de la vapeur** en fonction de la pression et de la température (par une méthode itérative de Newton-Raphson).

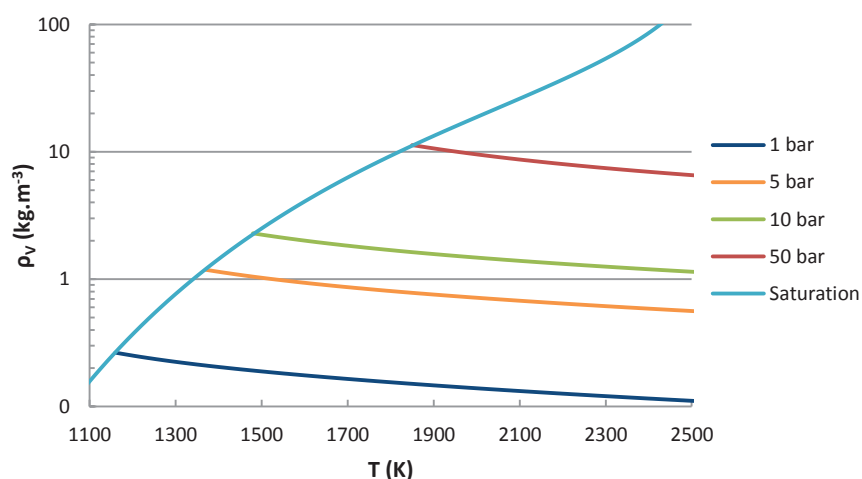


Figure A 1-3 - Masse volumique de la vapeur en fonction de la température à différentes pressions

On précise l'expression des dérivées de la pression par rapport à T_v et ρ_v , utilisées pour le calcul de la chaleur spécifique de la vapeur à pression constante :

$$\left(\frac{\partial P_V}{\partial T_V}\right)_{v_V} = \frac{R_M}{(1+y_{B,V})(v_V - a_{V1})} \frac{(1-y_{B,V}(1-y_{B,V}))}{1+3y_{B,V}} \left(1 - \frac{d_{V2}}{T_V}\right) - \frac{a'(T_V)}{v_V(v_V + a_{V3})} \quad (\text{A 1-9})$$

$$\text{Avec } a'(T_V) = \frac{a_{V2}a_{V4}}{T_{\text{Crt}}} \left(\frac{T_V}{T_{\text{Crt}}}\right)^{a_{V4}-1} \text{ si } T_V < T_{\text{Crt}} \text{ et } a'(T_V) = \frac{a_{V2}a_{V4}}{T_{\text{Crt}}} \text{ si } T_V \geq T_{\text{Crt}}.$$

$$\left(\frac{\partial P_V}{\partial p_V}\right)_{T_V} = \frac{R_M T_V (1+y_{B,V})}{1+3y_{B,V}} \left(\frac{v_V}{v_V - a_{V1}}\right)^2 - \frac{a(T_V)(2v_V + a_{V3})}{(v_V + a_{V3})^2} \quad (\text{A 1-10})$$

L'énergie interne spécifique de la vapeur, dont l'expression est donnée par l'équation (A 1-11), est déterminée à partir de l'équation MRK pour un système réactif et de la relation suivante :

$$\left(\frac{\partial e_V}{\partial v_V}\right)_{T_V} = T_V \left(\frac{\partial p_V}{\partial T_V}\right)_{v_V} - P_V$$

$$e_V(T_V, v_V) = c_{VV}^D(T_V - T_{\text{Liq}}) + e_{\text{LiqV}}^D + \frac{y_{B,V} R_M T_V}{1+y_{B,V}} \left(1 - \frac{d_{V2}}{T_V}\right) - \frac{a_{V2}(1-a_{V4})\psi}{a_{V3}} \ln\left(1 + \frac{a_{V3}}{v_V}\right) \quad (\text{A 1-11})$$

$$\text{Avec } \psi = \left(\frac{T_V}{T_{\text{Crt}}}\right)^{a_{V4}} \text{ si } T_V < T_{\text{Crt}} \text{ et } \psi = 1 \text{ si } T_V \geq T_{\text{Crt}}.$$

T_{Liq} désigne la température de liquidus, e_{LiqV}^D (resp. c_{VV}^D) est l'énergie interne spécifique (resp. la chaleur spécifique à volume constant) de la vapeur infiniment diluée à T_{Liq} (vapeur sèche) : ($e_{\text{LiqV}}^D = 4.57844 \cdot 10^6 \text{ J.kg}^{-1}$ et $c_{VV}^D = 4.60613 \cdot 10^2 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$).

1.1.3.2. VAPEUR SATURÉE

Le volume spécifique de vapeur saturée (ou volume de vaporisation) est donné par l'expression suivante (T_V correspond ici à la température de la vapeur à saturation) pour $T_V \leq T_{\text{Crt}}$.

$$v_{V,\text{Sat}}(T_V) = v_{\text{Crt}} \exp \left(\frac{b_{V1} \left(1 - \frac{T_V}{T_{\text{Crt}}}\right)^{1/3} + b_{V2} \left(1 - \frac{T_V}{T_{\text{Crt}}}\right)^{2/3} + b_{V3} \left(1 - \frac{T_V}{T_{\text{Crt}}}\right)^{4/3} + b_{V4} \left(1 - \frac{T_V}{T_{\text{Crt}}}\right)^3}{b_{V5} \left(1 - \frac{T_V}{T_{\text{Crt}}}\right)^{37/6} + b_{V6} \left(1 - \frac{T_V}{T_{\text{Crt}}}\right)^{71/6}} \right) \quad (\text{A 1-12})$$

Avec $T_{V,\text{Sat}}$ la température de saturation et $b_{V1} = 2.42590 \cdot 10^{-1}$, $b_{V2} = 7.33754$, $b_{V3} = -3.20191$, $b_{V4} = 18.8331$, $b_{V5} = 3.94583$, $b_{V6} = 71.9859$.

Cette équation est compatible, d'un point de vue thermodynamique, avec la courbe de saturation ainsi qu'avec l'équation MRK décrite précédemment.

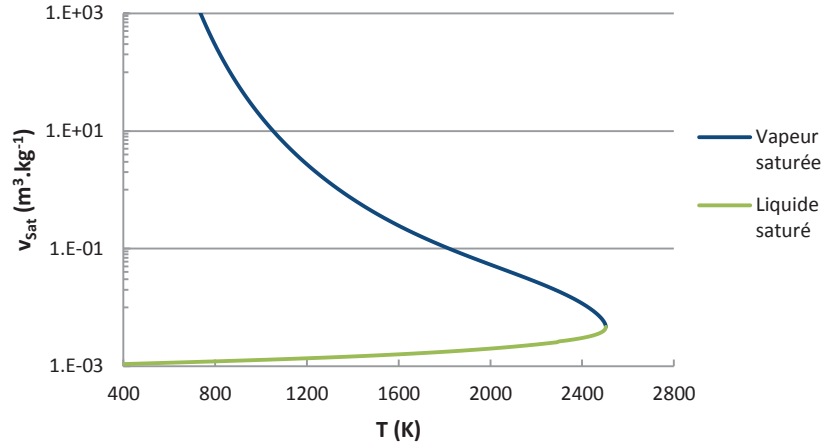


Figure A 1-4 - Volume spécifique du sodium à saturation en fonction de la température

L'énergie interne spécifique (ou énergie de vaporisation) est définie de la manière suivante :

$$e_{V,Sat}(T_V) = e_{LiQV} + c_{V1}(T_V - T_{LiQ}) + c_{V2}(T_V - T_{LiQ})^2 + c_{V3}(T_V - T_{LiQ})^3, T_{LiQ} < T_V \leq c_{V4} T_{Crt} \quad (\text{A 1-13})$$

$$e_{V,Sat}(T_V) = e_{Crt} \left(1 + c_{V5}(T_{Crt} - T_V)^{1/2} + c_{V6}(T_{Crt} - T_V)^2 \right), c_{V4} T_{Crt} < T_V \leq T_{Crt}$$

Avec T_{LiQ} la température de liquidus, e_{LiQV} l'énergie interne spécifique du sodium au liquidus ($e_{LiQV} = 4.57699 \cdot 10^6$) et $c_{V1} = 3.35053 \cdot 10^2$, $c_{V2} = -4.36960 \cdot 10^{-1}$, $c_{V3} = 1.83657 \cdot 10^{-4}$, $c_{V4} = 6.98966 \cdot 10^{-1}$, $c_{V5} = 6.74084 \cdot 10^{-3}$, $c_{V6} = -1.09662 \cdot 10^{-7}$.

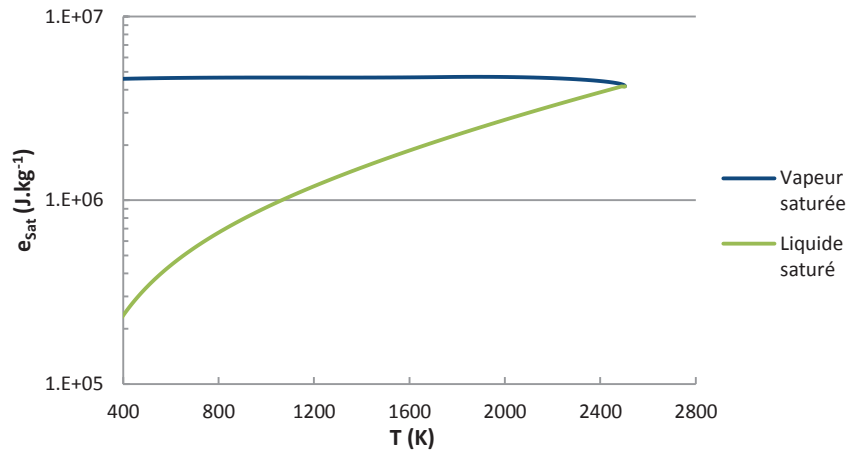


Figure A 1-5 - Énergie interne spécifique du sodium à saturation en fonction de la température

1.1.4. ÉQUATIONS LA PHASE LIQUIDE

1.1.4.1. LIQUIDE COMPRIMÉ

Dans SIMMER, la température et le volume spécifique du liquide sont déterminés en fonction de la pression et l'énergie interne spécifique du liquide, en corrigeant les propriétés à saturation par la déviation correspondante.

La température du liquide est définie par :

$$T_L(e_L, P) = T_L^* + \left(\frac{\partial T_L}{\partial P} \right)_{e_L} (P - P_{\text{Sat}}(T_L)) \quad (\text{A 1-14})$$

Avec :

$$T_L^* = T_{\text{Liq}} \left(1 + a_{L1} \left(\frac{e_L}{e_{\text{Liq}}} - 1 \right) + a_{L2} \left(\frac{e_L}{e_{\text{Liq}}} - 1 \right)^2 + a_{L3} \left(\frac{e_L}{e_{\text{Liq}}} - 1 \right)^3 \right), \quad e_{\text{Liq}} < e_L \leq a_{L4} e_{\text{Liq}}$$

$$T_L^* = T_{\text{Crt}} \left(1 - a_{L5} \left(1 - \frac{e_L}{e_{\text{Crt}}} \right)^2 - a_{L6} \left(1 - \frac{e_L}{e_{\text{Crt}}} \right)^3 \right), \quad a_{L4} e_{\text{Liq}} < e_L \leq e_{\text{Crt}} \quad (\text{A 1-15})$$

$$T_L^* = T_{\text{Crt}} + \left(\frac{e_L - e_{\text{Crt}}}{c_{\text{vV}}^D} \right), \quad e_L > e_{\text{Crt}}$$

Avec $a_{L1} = 5.76094 \cdot 10^{-1}$, $a_{L2} = -2.33486 \cdot 10^{-2}$, $a_{L3} = 4.72888 \cdot 10^{-4}$, $a_{L4} = 19.9989$, $a_{L5} = -1.08409 \cdot 10^2$, $a_{L6} = 8.96169 \cdot 10^3$.

La dérivée de la température par rapport à la pression est définie par :

$$\left(\frac{\partial T_L}{\partial P} \right)_{e_L} = \max \left(\begin{aligned} &\left(\frac{\partial T_L}{\partial P} \right)^0 = 9.51892 \cdot 10^{-8}, \\ &\left(\frac{\partial T_L}{\partial P} \right)_{\text{Crt}} \exp \left(c_{L1} \left(1 - \frac{e_L}{e_{\text{Crt}}} \right) + c_{L2} \left(1 - \frac{e_L}{e_{\text{Crt}}} \right)^{3/2} + c_{L3} \left(1 - \frac{e_L}{e_{\text{Crt}}} \right)^2 + c_{L4} \left(1 - \frac{e_L}{e_{\text{Crt}}} \right)^3 \right) \end{aligned} \right) \quad (\text{A 1-16})$$

pour $e_L \leq e_{\text{Crt}}$

$$\left(\frac{\partial T_L}{\partial P} \right)_{e_L} = 2.11232 \cdot 10^{-5}, \quad \text{pour } e_L > e_{\text{Crt}}$$

Avec $c_{L1} = 24.2195$, $c_{L2} = 29.9496$, $c_{L3} = -3.39662$, $c_{L4} = -8.16499$.

Le volume spécifique du liquide est obtenu à partir de l'expression suivante :

$$v_L(e_L, P) = v_L^* \left(1 - \frac{1}{\beta_M v_L^*} \left(\frac{\partial v_L}{\partial P} \right)_{e_L} (P - P_{\text{Sat}}(T_L)) \right)^{-\beta_M} \quad (\text{A 1-17})$$

Avec $\beta_M = 0.15$ pour le sodium.

$$v_L^*(e_L) = v_{\text{Liq}} \left(1 + d_{L1} \left(\frac{e_L}{e_{\text{Liq}}} - 1 \right) + d_{L2} \left(\frac{e_L}{e_{\text{Liq}}} - 1 \right)^2 + d_{L3} \left(\frac{e_L}{e_{\text{Liq}}} - 1 \right)^3 \right), \quad e_{\text{Liq}} < e_L \leq d_{L4} e_{\text{Liq}}$$

$$v_L^*(e_L) = v_{\text{Crt}} \left(1 + d_{L5} \left(1 - \frac{e_L}{e_{\text{Crt}}} \right)^{1/2} + d_{L6} \left(1 - \frac{e_L}{e_{\text{Crt}}} \right)^2 \right), \quad d_{L4} e_{\text{Liq}} < e_L \leq e_{\text{Crt}} \quad (\text{A 1-18})$$

$$v_L^*(e_L) = v_{\text{Crt}}, \quad e_L > e_{\text{Crt}}$$

Avec $d_{L1} = 6.27665 \cdot 10^{-2}$, $d_{L2} = -2.21705 \cdot 10^{-3}$, $d_{L3} = 2.27740 \cdot 10^{-4}$, $d_{L4} = 17.0725$, $d_{L5} = -1.26722$, $d_{L6} = 2.59838$.

La dérivée du volume spécifique par rapport à la pression est définie par :

$$\left(\frac{\partial v_L}{\partial P}\right)_{e_L} = f_{L1} + \exp\left(f_{L2}\left(1 - \frac{e_L}{e_{Cr}}\right)^{-1/2} + f_{L3}\left(1 - \frac{e_L}{e_{Cr}}\right) + f_{L4}\left(1 - \frac{e_L}{e_{Cr}}\right)^3 + f_{L5}\left(1 - \frac{e_L}{e_{Cr}}\right)^4\right) \quad (\text{A 1-19})$$

Avec $f_{L1} = -3.09510 \cdot 10^{-12}$, $f_{L2} = 5.59746 \cdot 10^{-1}$, $f_{L3} = -4.64421$, $f_{L4} = 4.33770$, $f_{L5} = -3.36198$, $f_{L6} = -1.46413 \cdot 10^{-10}$.

T_L^* et v_L^* correspondent respectivement à la température et au volume spécifique du liquide saturé et sont fonction de l'énergie spécifique du liquide.

Étant donnée la faible compressibilité du sodium liquide (Breton, 1976), il est légitime de calculer les propriétés du liquide le long de la courbe de saturation. En effet, d'après l'équation (A 1-17), le volume spécifique du liquide peut être pris égal au volume spécifique du liquide à saturation, défini par (A 1-18), si la correction apportée par le second terme de l'équation (A 1-17) est négligeable. Après évaluation, l'écart entre v_L et v_L^* reste très faible, même à haute pression : à $P = 50$ bar, l'écart est de l'ordre de 0.1 % et il ne dépasse pas le pourcent à $P = 200$ bar.

Remarque : on utilise la formulation de la compressibilité adiabatique, $\chi_{S,L}$, extrapolée jusqu'au point critique proposée par Morita et Fischer (1998) pour évaluer la compressibilité thermique¹ qui intervient dans le terme correctif (équation (A 1-17)). $\chi_{S,L}$ a pour expression :

$$\chi_{S,L} = \chi_{S,Liq} \left(1 + \frac{\theta}{b}\right) \frac{1}{1 - \theta} \quad (\text{A 1-20})$$

Où $\chi_{S,L}$ est la valeur de $\chi_{S,L}$ au liquidus ($\chi_{S,Liq} = 1.71369 \cdot 10^{-10} \text{ Pa}^{-1}$), $\theta = \frac{T - T_{Liq}}{T_{Cr} - T_{Liq}}$, et b une constante ($b = 3.4066$).

¹ Les compressibilités adiabatique et isotherme du liquide sont définies respectivement par :

$$\chi_{S,L} = -\frac{1}{v_L} \left(\frac{\partial v_L}{\partial p}\right)_{S_L} \quad \text{et} \quad \chi_{T,L} = -\frac{1}{v_L} \left(\frac{\partial v_L}{\partial p}\right)_{T_L}$$

On peut considérer ici que : $\chi_{T,L} \sim \chi_{S,L}$, en précisant que $c_{vL}/c_{pL} = \chi_{S,L}/\chi_{T,L} < 1$.

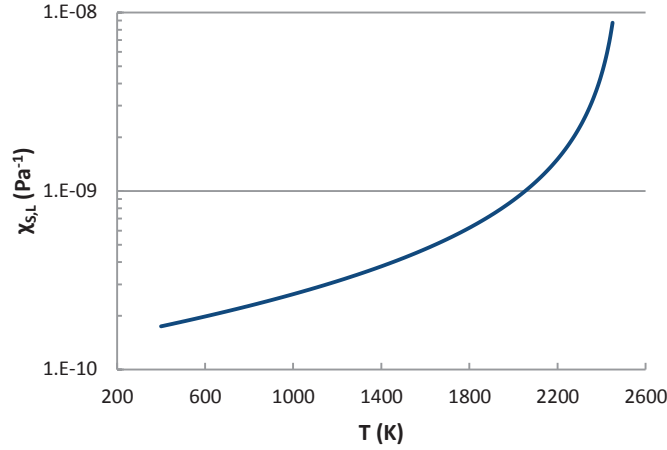


Figure A 1-6 - Compressibilité adiabatique du sodium en fonction de la température

Ainsi, le volume spécifique du liquide sera évaluée le long de la courbe de saturation, à partir de l'équation (A 1-21) donnée ci-après.

1.1.4.2. LIQUIDE SATURÉ

Le volume spécifique du liquide saturé est donné par l'expression suivante (T_L correspond ici à la température du liquide à saturation) :

$$v_{L,Sat}(T_L) = \frac{v_{Liq}}{\left(1 + b_{Sat1}(T_L - T_{Liq}) + b_{Sat2}(T_L - T_{Liq})^2 + b_{Sat3}(T_L - T_{Liq})^3\right)}, \quad T_{Liq} < T_L \leq b_{Sat4}T_{Crt} \quad (A\ 1-21)$$

$$v_{L,Sat}(T_L) = \frac{v_{Crt}}{\left(1 + b_{Sat5}(T_{Crt} - T_L)^{1/2} + b_{Sat6}(T_{Crt} - T_L)^2\right)}, \quad b_{Sat4}T_{Crt} < T_L \leq T_{Crt}$$

Avec v_{Liq} le volume spécifique au liquidus et $b_{Sat1} = -2.57567 \cdot 10^{-4}$, $b_{Sat2} = 3.02115 \cdot 10^{-8}$, $b_{Sat3} = -2.75445 \cdot 10^{-11}$, $b_{Sat4} = 9.18640 \cdot 10^{-1}$, $b_{Sat5} = 5.35439 \cdot 10^{-2}$, $b_{Sat6} = 4.88971 \cdot 10^{-8}$.

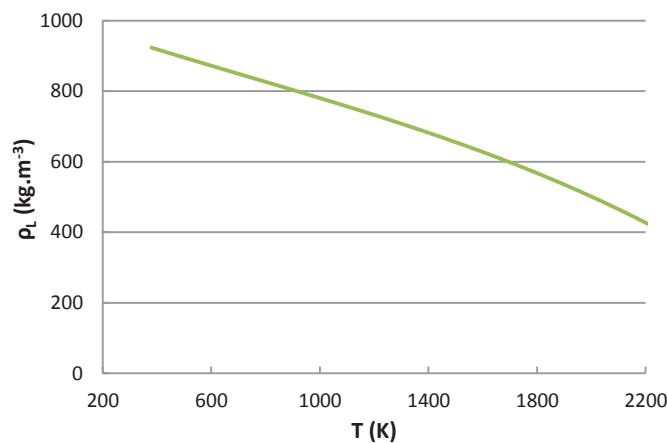


Figure A 1-7 - Masse volumique du sodium liquide saturé en fonction de la température

L'énergie interne spécifique du liquide saturé a pour formulation :

$$e_{L,Sat}(T_L) = e_{Liq} + c_{Sat1}(T_L - T_{Liq}) + c_{Sat2}(T_L - T_{Liq})^2 + c_{Sat3}(T_L - T_{Liq})^3, T_{Liq} < T_L \leq c_{Sat4} T_{Crt} \quad (\text{A 1-22})$$

$$e_{L,Sat}(T_L) = e_{Crt} \left(1 - c_{Sat5}(T_{Crt} - T_L)^{1/2} - c_{Sat6}(T_{Crt} - T_L)^2 \right), c_{Sat4} T_{Crt} < T_L \leq T_{Crt}$$

Avec $c_{Sat1} = 9.98522 \cdot 10^2$, $c_{Sat2} = 1.14342 \cdot 10^{-1}$, $c_{Sat3} = 1.40119 \cdot 10^{-4}$, $c_{Sat4} = 9.98522 \cdot 10^{-1}$, $c_{Sat5} = 2.76460 \cdot 10^{-3}$, $c_{Sat6} = 1.18490 \cdot 10^{-5}$.

1.1.5. ENTHALPIE DE CHANGEMENT DE PHASE

La chaleur latente de vaporisation est définie par la relation de Clapeyron :

$$h_{LV} = (v_{V,Sat} - v_{L,Sat}) T_{Sat} \left(\frac{dP}{dT} \right)_{Sat}$$

Elle est calculée, pour une pression donnée, de la manière suivante :

$$h_{LV}(p) = (e_{V,Sat} - e_{L,Sat}) + P(v_{V,Sat} - v_{L,Sat}) \quad (\text{A 1-23})$$

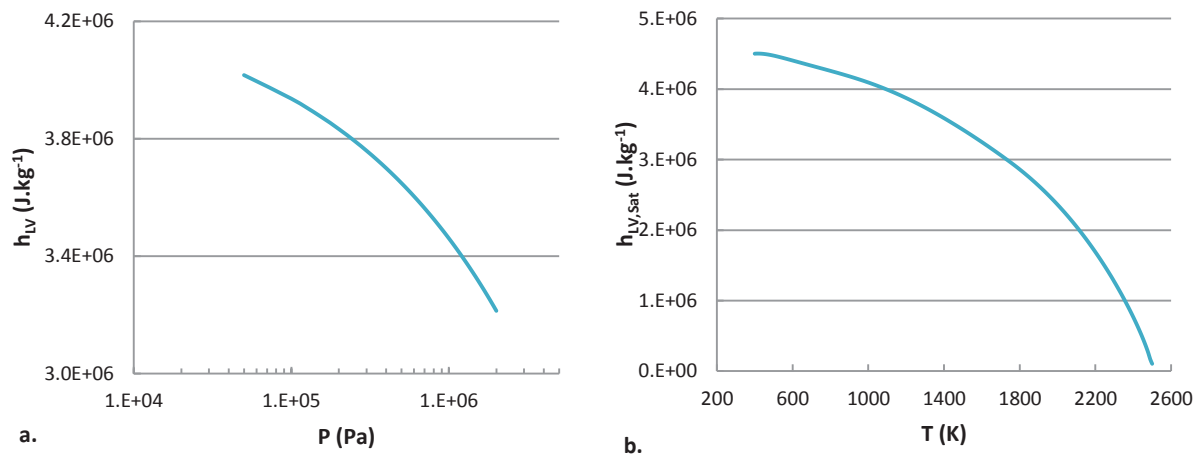


Figure A 1-8 - Chaleur latente de vaporisation du sodium (a) en fonction de la pression (b) à saturation en fonction de la température

1.2. PROPRIÉTÉS THERMOPHYSIQUES D'INTÉRÊT

1.2.1. CHALEUR SPÉCIFIQUE

Les chaleurs spécifiques de la vapeur à volume constant et à pression constante sont définies respectivement par :

$$c_{vV} = \left(\frac{\partial e_v}{\partial T_v} \right)_{v_v} \text{ et } c_{pV} = \left(\frac{\partial h_v}{\partial T_v} \right)_p$$

Pour un système réactif, c_{vV} s'exprime, à partir de l'équation (A 1-11), de la façon suivante :

$$c_{vV}(T_V, v_V) = c_{vV}^D + \frac{y_{B,V} R_M}{1 + y_{B,V}} \left\{ 1 + \frac{1 - y_{B,V}}{1 + 3y_{B,V}} \left(1 - \frac{d_{V2}}{T_V} \right)^2 \right\} - \frac{a_{V2}(1 - a_{V4}) \psi'}{a_{V3}} \ln \left(1 + \frac{a_{V3}}{v_V} \right) \quad (\text{A 1-24})$$

Avec $\psi' = \frac{a_{V4}}{T_{\text{Crt}}} \left(\frac{T_V}{T_{\text{Crt}}} \right)^{a_{G4}-1}$ si $T_V < T_{\text{Crt}}$ et $\psi' = 0$ si $T_V \geq T_{\text{Crt}}$.

À partir des équations (A 1-9), (A 1-10) et (A 1-24), on détermine c_{pV} de la manière suivante :

$$c_{pV}(T_V, v_V) = c_{vV} - T_V \frac{\left(\frac{\partial P_V}{\partial T_G} \right)_{v_V}^2}{\left(\frac{\partial P_V}{\partial v_V} \right)_{T_V}} \quad (\text{A 1-25})$$

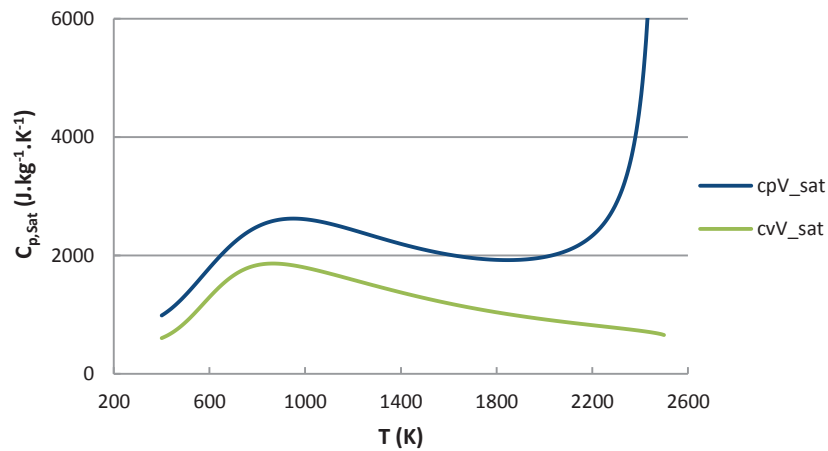


Figure A 1-9 - Chaleurs spécifiques à volume et pression constantes de la vapeur de sodium à saturation en fonction de la température

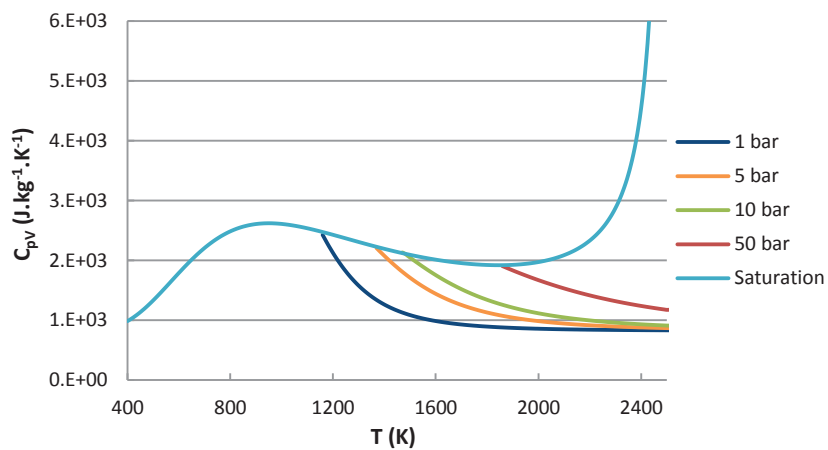


Figure A 1-10 - Chaleur spécifique à pression constante de la vapeur de sodium en fonction de la température à différentes pressions

La chaleur spécifique à pression constante du liquide est calculée le long de la courbe de saturation à partir de l'expression suivante :

$$c_{pL}(T_L) = \left(d_{cpL1} \left(1 - \frac{T_L}{T_{Crt}} \right) + d_{cpL2} \left(1 - \frac{T_L}{T_{Crt}} \right)^{3/2} + d_{cpL3} \left(1 - \frac{T_L}{T_{Crt}} \right)^2 + d_{cpL4} \left(1 - \frac{T_L}{T_{Crt}} \right)^3 + d_{cpL5} \left(1 - \frac{T_L}{T_{Crt}} \right)^4 + d_{cpL6} \left(1 - \frac{T_L}{T_{Crt}} \right)^5 \right)^{-1} \quad (\text{A 1-26})$$

Avec $d_{cpL1} = 1.1356 \cdot 10^{-2}$, $d_{cpL2} = -3.2916 \cdot 10^{-2}$, $d_{cpL3} = 3.3813 \cdot 10^{-2}$, $d_{cpL4} = -1.5241 \cdot 10^{-2}$, $d_{cpL5} = 2.2836 \cdot 10^{-3}$, $d_{cpL6} = 1.3602 \cdot 10^{-3}$. Une valeur maximale de c_{pL} est imposée à $10^4 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$.

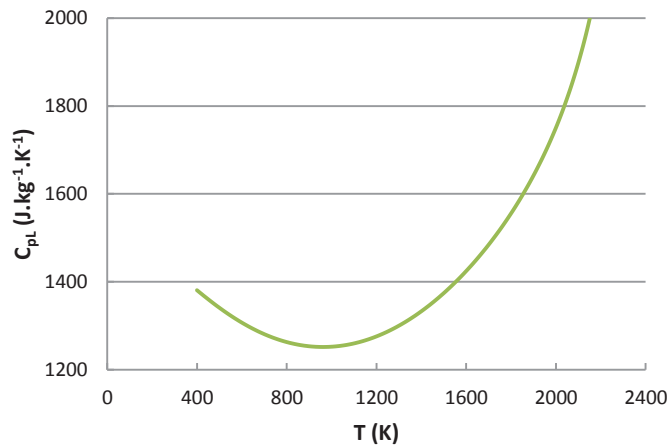


Figure A 1-11 - Chaleur spécifique à pression constante du sodium liquide en fonction de la température

1.2.2. LE COEFFICIENT DE DILATATION THERMIQUE

Le coefficient de dilatation thermique, β_L , est calculé le long de la courbe de saturation à partir des équations (A 1-1), (A 1-16), (A 1-19), (A 1-21), (A 1-26) :

$$\beta_L(T_L) = \frac{1}{v_L T_L} \left(c_{pL}(T_L) \left(\frac{\partial T_L}{\partial P} \right)_{eL} - P_{sat}(T_L) \left(\frac{\partial v_L}{\partial P} \right)_{eL} \right) \quad (\text{A 1-27})$$

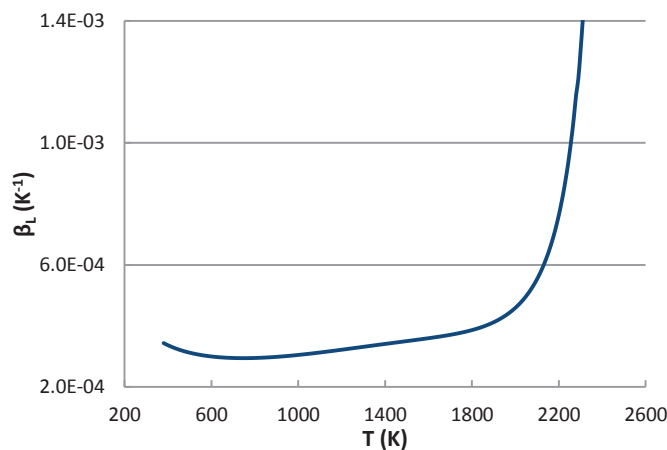


Figure A 1-12 - Coefficient de dilatation thermique du sodium en fonction de la température

1.2.3. LA CONDUCTIVITÉ THERMIQUE

La conductivité thermique de la vapeur est calculée à partir de l'expression suivante :

$$\lambda_v(P, T_v) = a_{kv1} + a_{kv2} T_v + (\lambda_{crt} - (a_{kv1} + a_{kv2} T_{crt})) \left(\frac{T_v}{T_{crt}} \frac{v_{crt}}{v_v(P, T_v)} \right), \quad T \leq T_{crt} \quad (\text{A 1-28})$$

$$\lambda_v(P, T_v) = \lambda_{crt}, \quad T > T_{crt}$$

Avec $a_{kv1} = 2.3164 \cdot 10^{-2}$, $a_{kv2} = 1.9961 \cdot 10^{-5}$, $\lambda_{crt} = 5.160$.

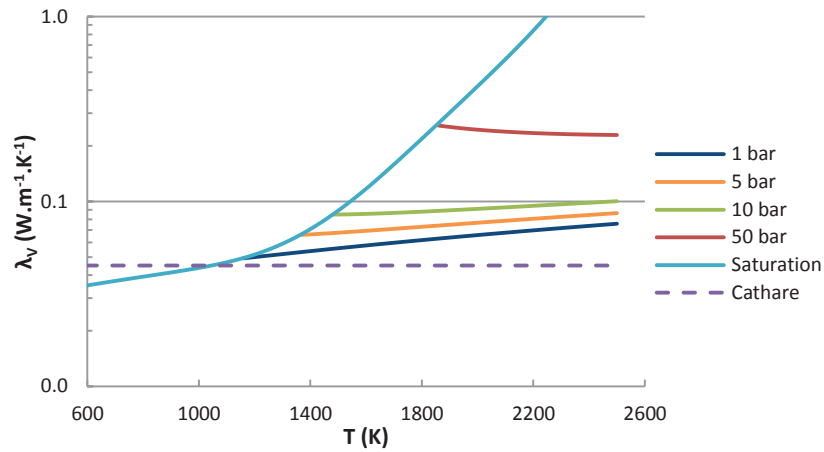


Figure A 1-13 - Conductivité thermique de la vapeur de sodium en fonction de la température à différentes pressions

Pour le liquide, la conductivité thermique est donnée par les équations suivantes :

$$\lambda_L(T_L) = a_{kl1} + a_{kl2} T + a_{kl3} T^2, \quad T \leq a_{kl4} T_{crt} \quad (\text{A 1-29})$$

$$\lambda_L(T_L) = \lambda_{crt} + a_{kl5} (T_{crt} - T)^{1/2} + a_{kl6} (T_{crt} - T)^2, \quad a_{kl4} T_{crt} < T \leq T_{crt}$$

$$\lambda_L(T_L) = \lambda_{crt}, \quad T > T_{crt}$$

Avec $a_{kl1} = 1.01350 \cdot 10^2$, $a_{kl2} = -4.87840 \cdot 10^{-2}$, $a_{kl3} = 4.24470 \cdot 10^{-6}$, $a_{kl4} = 7.98818 \cdot 10^{-1}$, $a_{kl5} = 4.50954 \cdot 10^{-1}$, $a_{kl6} = 2.15988 \cdot 10^{-5}$, $\lambda_{crt} = 5.160$.

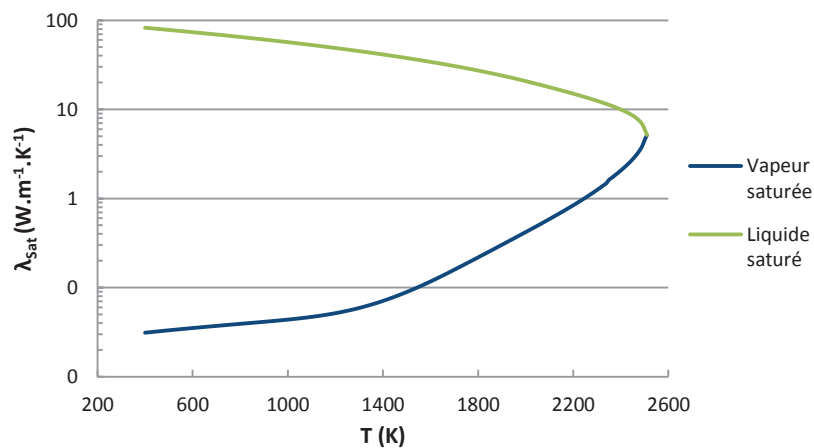


Figure A 1-14 - Conductivité thermique du sodium à saturation en fonction de la température

1.2.4. LA VISCOSITÉ DYNAMIQUE

La viscosité dynamique de la vapeur (resp. du liquide) est évaluée à partir de l'expression (A 1-30) (resp. (A 1-31)) :

$$\mu_V(P, T_V) = b_{mV1} + b_{mV2} T_V + (\mu_{Crt} - (b_{mV1} + b_{mV2} T_{Crt})) \left(\frac{T_V}{T_{Crt}} \frac{v_{Crt}}{v_V(P, T_V)} \right), \quad T \leq T_{Crt} \quad (\text{A 1-30})$$

$$\mu_V(P, T_V) = \mu_{Crt}, \quad T > T_{Crt}$$

Avec $b_{mV1} = 1.23750 \cdot 10^{-5}$, $b_{mV2} = 4.48280 \cdot 10^{-9}$, $\mu_{Crt} = 5.80 \cdot 10^{-5}$.

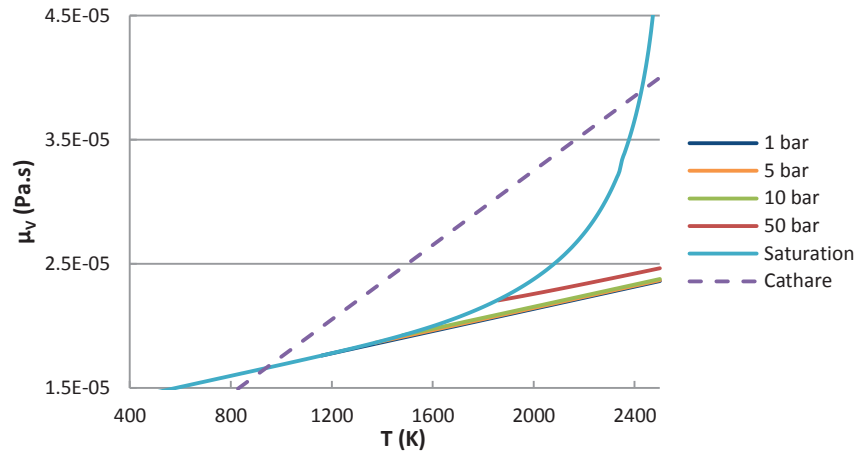


Figure A 1-15 - Viscosité dynamique de la vapeur de sodium en fonction de la température à différentes pressions

$$\mu_L(T_L) = b_{mL1} \exp\left(\frac{b_{mL2}}{T_L}\right), \quad T \leq b_{mL3} T_{Crt} \quad (\text{A 1-31})$$

$$\mu_L(T_L) = \mu_{Crt} + b_{mL4} (T_{Crt} - T)^{1/2} + b_{mL5} (T_{Crt} - T)^2, \quad b_{mL3} T_{Crt} < T \leq T_{Crt}$$

$$\mu_L(T_L) = \mu_{Crt}, \quad T > T_{Crt}$$

Avec $b_{mL1} = 6.75520 \cdot 10^{-5}$, $b_{mL2} = 9.23790 \cdot 10^2$, $b_{mL3} = 7.98818 \cdot 10^{-1}$, $b_{mL4} = 2.55308 \cdot 10^{-6}$, $b_{mL5} = -3.18826 \cdot 10^{-11}$, $\mu_{Crt} = 5.80 \cdot 10^{-5}$.

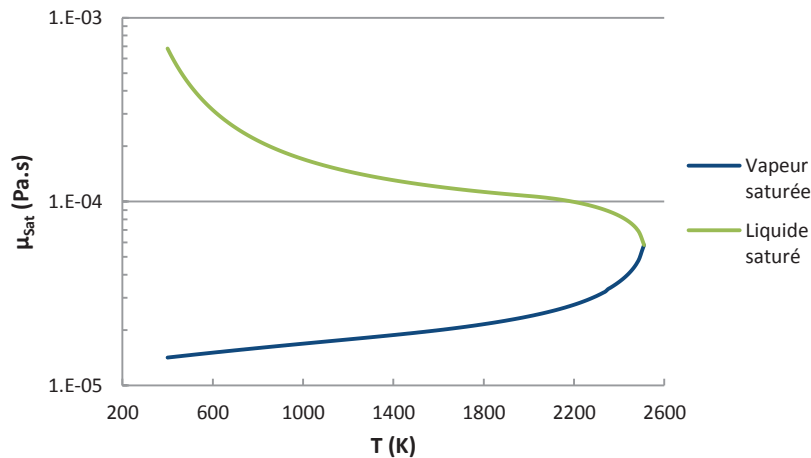


Figure A 1-16 - Viscosité dynamique du sodium à saturation en fonction de la température

1.2.5. LA TENSION DE SURFACE

La tension de surface du sodium liquide est calculée à partir de l'expression suivante :

$$\sigma(T_L) = c_{sL1} \left(1 - \frac{T_L}{T_{CrL}} \right)^{c_{sL2}} \quad (\text{A 1-32})$$

Avec $c_{sL1} = 2.4050 \cdot 10^{-1}$, $c_{sL2} = 1.1260$. Une valeur minimale de la tension de surface est imposée à $1.00382 \cdot 10^{-2}$.

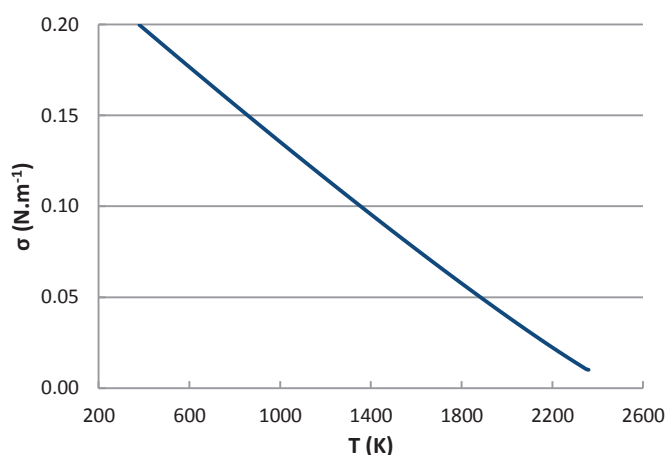


Figure A 1-17 - Tension de surface du sodium en fonction de la température

1.3. PROPRIÉTÉS OPTIQUES DU SODIUM

1.3.1. SODIUM LIQUIDE

Il est communément admis que le sodium liquide est un corps opaque (Kottowski, 1994) mais peu de données précises existent dans la littérature concernant les propriétés optiques du sodium. Chan propose un ordre de grandeur de l'émissivité et de la réflectivité du sodium liquide (Corradini, 1978) :

« Chan has suggested that the reflectivity for a clean sodium surface is similar to that of polished silver (0.8-0.96) and assuming a gray surface, the emissivity would be $\epsilon = 0.04-0.2$. Now this value will increase if the sodium surface becomes dirty due to some UO_2 condensation upon it ».

Par la suite, il complète ces estimations en appliquant le modèle de Drude (Chan, 1979). L'utilisation de la théorie électromagnétique s'avère un bon moyen de pallier le manque de données expérimentales mais ses résultats restent néanmoins discutables à de faibles longueurs d'onde (inférieures à $1 \mu m$).

Une revue des données sur les propriétés optiques du sodium, obtenues de manière expérimentale ou théorique, sont présentées ci-après. On s'intéresse dans un premier temps à l'opacité du sodium, puis à ses grandeurs spectrales hémisphériques et totales hémisphériques.

▪ Le sodium liquide : un corps opaque

À partir de la relation qui existe entre le coefficient d'absorption monochromatique, K_λ , et le coefficient d'extinction, k_λ , donnée par l'équation (A 1-33), on peut déterminer, en fonction de la longueur d'onde, la

distance de pénétration du rayonnement dans le sodium liquide, aussi appelée longueur d'absorption et notée L_m (équation (A 1-34)).

$$K_\lambda = \frac{4\pi k_\lambda}{\lambda} \quad (\text{A 1-33})$$

$$L_m = \frac{1}{K_\lambda} \quad (\text{A 1-34})$$

Le coefficient d'absorption monochromatique et la longueur d'absorption du sodium sont représentés sur la Figure A 1-18 et la Figure A 1-19 en fonction de la longueur d'onde à partir des données d'Inagaki (1976) et de Chan (1979) pour le coefficient k_λ . Les valeurs de K_λ et L_m sont indiquées dans le Tableau A 1-1 pour des longueurs d'onde de 0.72 μm à 2 μm (correspondant à des températures de corps noir¹ de 4000 K et 1450 K, respectivement). Dans la gamme de température considérée pour l'étude de l'interaction $\text{UO}_2\text{-Na}$, K_λ varie peu et le rayonnement pénètre dans le sodium liquide sur des épaisseurs inférieures à 20 nm. Aussi, il est légitime de qualifier le sodium liquide d'**opaque** dans notre étude.

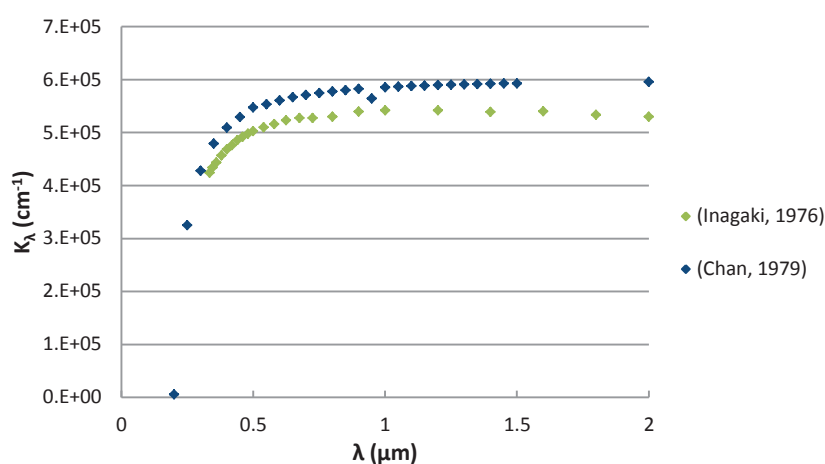


Figure A 1-18 - Coefficient d'absorption du sodium liquide en fonction de la longueur d'onde

λ (μm)	K_λ (cm^{-1})		L_m (nm)	
	Inagaki (1976)	Chan (1979)	Inagaki (1976)	Chan (1979)
0.72	$5.27 \cdot 10^5$	$5.71 \cdot 10^5$	19.0	17.5
2.0	$5.30 \cdot 10^5$	$5.95 \cdot 10^5$	18.9	16.8

Tableau A 1-1 - Valeurs de K_λ et L_m d'après les données d'Inagaki (1976) et Chan (1979)

¹ La loi de Wien donne la relation entre la longueur d'onde maximale, λ_{max} (μm), correspondant au pic d'émission lumineuse du corps noir, et sa température, $T(\text{K})$: $\lambda_{\text{max}}T = 2898 \mu\text{m.K}$.

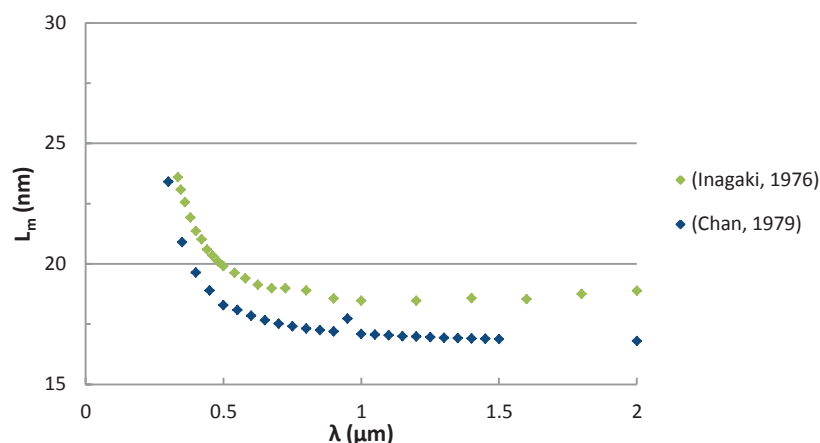


Figure A 1-19 - Longueur d'absorption du sodium liquide en fonction de la longueur d'onde

▪ Grandeurs spectrales hémisphériques

Chan (1979) évalue la réflectivité spectrale hémisphérique du sodium liquide au contact d'un gaz à partir de la théorie de Drude, en assimilant la source chaude à un corps noir (Figure A 1-20). Pour une température comprise entre 1200 K et 6000 K, la réflectivité varie de 0.98697 à 0.84143.

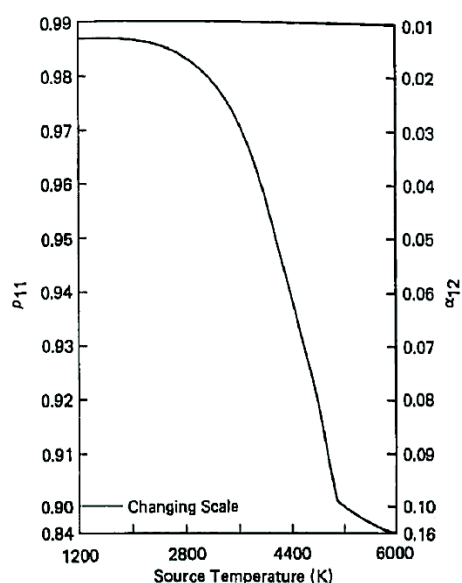


Figure A 1-20 - Réflectivité spectrale hémisphérique du sodium liquide en contact avec du gaz

D'après (Chan, 1979) : l'intervalle de température [1200 K ; 6000 K] correspond à une énergie comprise entre [0.51 eV ; 2.57 eV].

Thompson applique lui aussi le modèle de Drude pour déterminer les propriétés optiques du sodium (Thompson, 1985). Il compare ses valeurs de la réflectivité spectrale aux mesures d'Inagaki (1976) (Figure A 1-21). Les résultats du modèle électromagnétique sont satisfaisants à basse énergie mais des différences significatives entre théorie et expérience sont observées au-delà de 2.4 eV. Expérimentalement, la réflectivité est comprise entre 0.93708 (à 3.669 eV) et 0.98518 (à 0.775 eV) tandis que la théorie de Drude fournit des valeurs globalement plus élevées, en particulier à des énergies supérieures à 2.4 eV : entre 0.97974 (à 3.669 eV) et 0.98570 (à 0.775 eV).

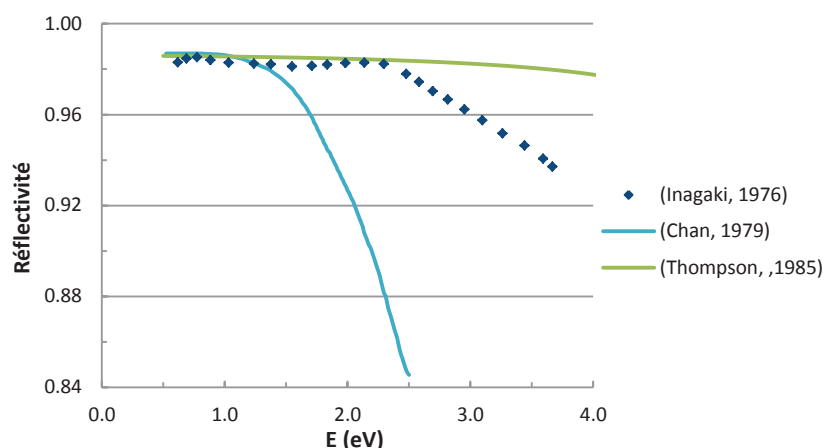


Figure A 1-21 - Réflectivité spectrale hémisphérique du sodium liquide

Données expérimentales d'Inagaki (1976) et théoriques (modèle de Drude) de Chan (1979) et Thompson (1985).

Sur l'intervalle de température [1500 K, 4000 K] (équivalent en terme d'énergie à [0.64 eV, 1.71 eV], si l'on assimile la source chaude à un corps noir), la réflectivité dépend faiblement de la longueur d'onde (Figure A 1-21). L'écart relatif à la valeur moyenne, estimé sur la plage de température [1500 K, 4000 K], n'excède pas 0.37 % (Tableau A 1-2). On peut donc considérer la réflectivité du sodium liquide indépendante de la longueur d'onde.

Réflectivité, ρ	Inagaki (1976)	Chan (1979)	Thompson (1985)
$\rho_{\max, [1500K, 4000K]}$	0.9811	0.9737	0.9852
$\rho_{\min, [1500K, 4000K]}$	0.9852	0.9869	0.9858
ρ_{moy}	0.9831	0.9829	0.9855
$\Delta\rho_{\text{abs}} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \rho_i - \rho_{\text{moy}} $	0.0011	0.0037	0.0002
$\Delta\rho = \Delta\rho_{\text{abs}} / \rho_{\text{moy}}$	0.11 %	0.37 %	0.02 %

Tableau A 1-2 - Valeurs minimale, maximale et moyenne de la réflectivité du sodium liquide sur la plage de température [1500 K, 4000 K] - Estimation de l'écart moyen absolu et de l'écart relatif (en %)

Le sodium liquide étant opaque ($\tau_{\text{Na}} = 0$), son absorptivité, α_{Na} , donnée par la relation $\alpha_{\text{Na}} = (1 - \rho_{\text{Na}})$, est également indépendante de la longueur d'onde, de même que son émissivité (d'après la loi de Kirchhoff : $\alpha_{\lambda, \text{Na}} = \epsilon_{\lambda, \text{Na}}$). Le sodium liquide peut donc être considéré comme **un corps gris** dans cette étude.

▪ Grandeurs totales hémisphériques

Comme souligné par Chan (1979), les valeurs de l'émissivité totale hémisphérique du sodium présentes dans la littérature couvrent un vaste intervalle (entre 0.014 et 0.52). Plusieurs formulations de l'émissivité totale hémisphérique du sodium, fonction de la température, ont été trouvées et listées ci-après.

- Barnett (1985) propose une expression de l'émissivité du sodium valable pour $470 \text{ K} < T < 920 \text{ K}$:

$$\epsilon_{\text{Na}} = 6.62 \cdot 10^{-5} T(\text{K}) - 6.6826 \cdot 10^{-3},$$
- Roux (1989) suggère d'utiliser la formule suivante : $\epsilon_{\text{Na}} = 8.57 \cdot 10^{-5} T(\text{K}) + 9.4639 \cdot 10^{-3},$

- Jegou (1992) utilise l'expression de l'émissivité du sodium suivante : $\epsilon_{Na} = 1.75 \cdot 10^{-4} T(K) - 0.029$,
- Farahat (1971) utilise quant à lui une relation de l'émissivité du sodium liquide faisant intervenir la conductivité thermique du sodium liquide (ce que l'on explique difficilement) : $\epsilon_{Na} = 10^{-4} \lambda^{-1/2} T(K)$,
- Dans le code SIMMER, l'émissivité du sodium est une constante dont la valeur par défaut est 0.2.

L'ensemble de ces corrélations est tracé sur la Figure A 1-22.

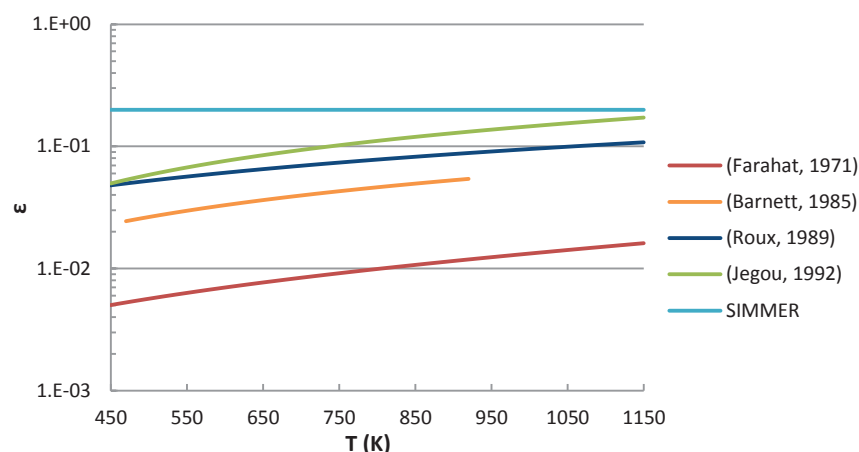


Figure A 1-22 - Émissivité totale hémisphérique du sodium liquide en fonction de la température (selon différentes corrélations)

Pour cette étude, nous utilisons la corrélation recommandée dans (Roux, 1989), qui tient compte des écarts existants entre les valeurs données par la théorie électromagnétique et les valeurs expérimentales. De plus, cette formulation a été proposée par SERENA/SYFRA¹ et utilisée dans de précédents projets portant sur le développement des réacteurs au sodium.

1.3.2. VAPEUR DE SODIUM

Dans le cadre de l'étude de l'ébullition en film du sodium, il est nécessaire de connaître l'atténuation du rayonnement émis lors de la traversée du film de vapeur. Le coefficient d'absorption monochromatique de la vapeur de sodium, qui dépend à la fois de la température et de la pression, doit donc être établi.

Les gaz monoatomiques ou composés de molécules diatomiques symétriques, telles O₂ ou N₂, n'émettent et n'absorbent pas de rayonnement. Ils peuvent donc être considérés comme transparents, à moins qu'ils ne

¹ Société de Systèmes Française pour les Réacteurs Avancés, créée en 1978 par le CEA (60%) et Novatome (40%) afin de gérer et transformer l'ensemble des connaissances produites par les deux entreprises en licences industrielles. Les accords franco-germaniques SERENA (*Société Européenne pour la promotion des systèmes de Réacteurs rapides au sodium*), signés entre 1976 et 1978, spécifiaient la mise en commun des connaissances acquises par les deux partenaires européens dans le domaine des réacteurs RNR. Aujourd'hui, la base de données SYFRA, d'accès limité, constitue une base de référence essentielle et préserve l'ensemble des connaissances acquises (Rodriguez, 2005).

soient excités, comme par exemple à haute température. En revanche, les gaz à molécules hétéropolaires, comme H₂O ou CO₂, présentent un spectre de bandes d'absorption et sont qualifiés de semi-transparents (Sacadura, 1980).

En ce qui concerne la vapeur de sodium, elle est composée en majeure partie de monomères, Na, mais aussi de dimères et tétramères, Na₂ et Na₄, présents en quantité variable selon les conditions de pression et de température (Stone, 1964). Afin de déterminer les concentrations de Na₂ et Na₄ dans la vapeur de sodium, Ewing (1967) utilise les constantes d'équilibres associées aux réactions de polymérisation :

$$2\text{Na} \leftrightarrow \text{Na}_2 \quad \log k_2 = -4.3249 + \frac{4002.3}{T(\text{K})} \quad (\text{A 1-35})$$

$$4\text{Na} \leftrightarrow \text{Na}_4 \quad \log k_4 = -10.6798 + \frac{9069.4}{T(\text{K})} \quad (\text{A 1-36})$$

avec $k_m = \frac{N_m}{(N_i)^m P^{m-1}}$, $m = 2$ ou 4 .

k_m désigne la constante d'équilibre de la réaction, N_m la fraction molaire du composant Na_i et P la pression (en atm).

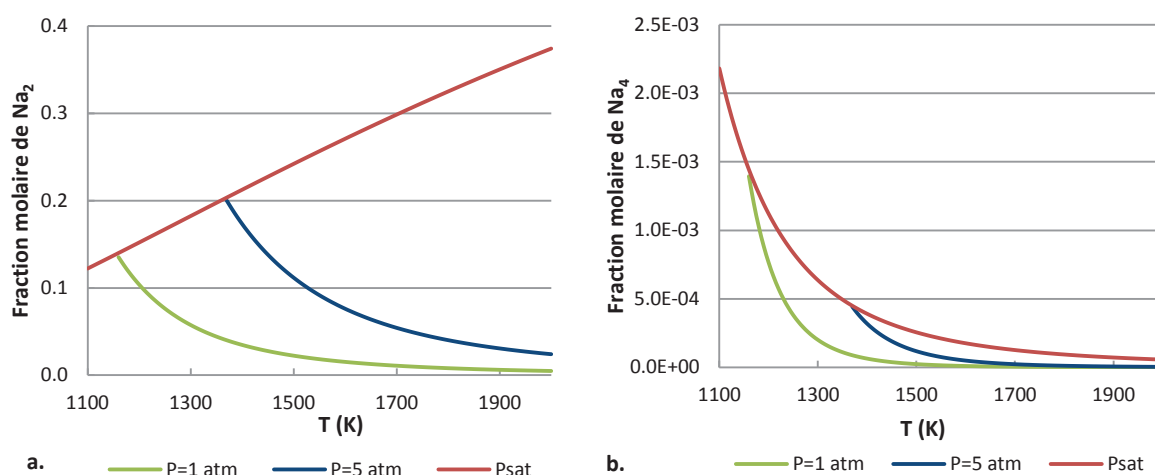


Figure A 1-23 - Fraction molaire de dimère (a) et de tétramère (b) dans la vapeur de sodium en fonction de la température et de la pression pour 1 mol de Na

Une augmentation de la pression favorise la formation des polymères (Na₂ et Na₄), de même qu'une diminution de la température (Figure A 1-23, a). Dans la plupart des cas, seul l'effet du dimère Na₂ est pris en compte pour l'estimation des propriétés de la vapeur de sodium, le tétramère Na₄ étant présent en quantité moindre (Figure A 1-23, b).

L'influence de Na₂ sur le spectre d'absorption de la vapeur de sodium a été étudiée d'un point de vue expérimental et théorique. La Figure A 1-24 représente le coefficient d'absorption de la vapeur de sodium en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures et différentes concentrations de sodium (Schlejen, 1987). On retrouve sur ce spectre le fameux doublet du sodium (raies d'absorption à 589 et 589.6 nm). Étant donné qu'il intervient à relativement haute énergie, il n'aura pas d'influence sur la distribution d'énergie radiative émise par un corps noir à une température comprise entre 1500 K et 4000 K. Compte tenu de la présence de

molécules de Na_2 dans la vapeur de sodium, d'autres bandes d'absorption sont présentes (à $\lambda = [440 \text{ nm}, 550 \text{ nm}]$ et $\lambda = [600 \text{ nm}, 810 \text{ nm}]$). Une dépendance similaire à celle de la fraction de dimère, en température et en pression, est observée pour le spectre d'absorption. Les pics d'absorption, à 551.5 nm et 804 nm, correspondent à des transitions de Na_2 (un autre pic, moins visible, se situe aux environs de 880 nm). D'autres pics sont identifiés et sont attribués à des impuretés présentes dans le sodium (K, Rb). Aucune donnée n'a été trouvée dans la littérature pour les longueurs d'ondes supérieures à 1075 nm. On supposera donc le coefficient d'absorption de la vapeur de sodium proche de 0 cm^{-1} au-delà de 1075 nm.

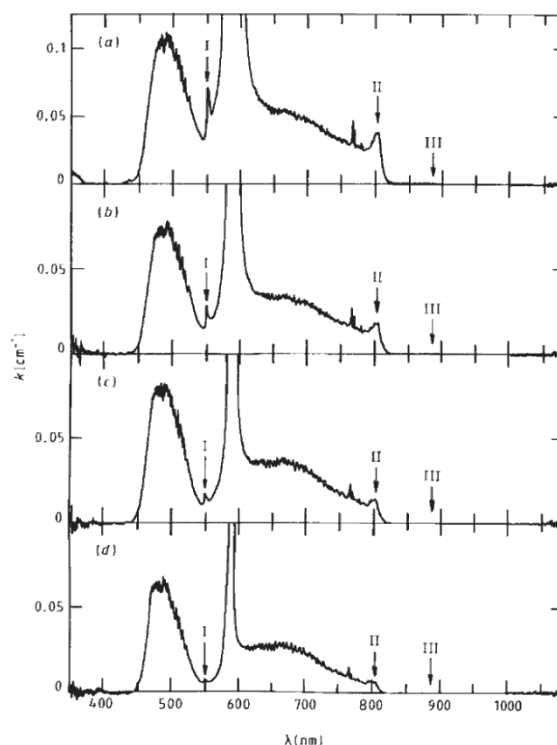


Figure A 1-24 - Coefficient d'absorption de la vapeur de sodium (en cm^{-1}) en fonction de la longueur d'onde, λ (en nm), obtenu expérimentalement

(a) $T = (1470 \pm 40) \text{ K}$; $[\text{Na}] = (2.1 \pm 0.4)10^{17} \text{ cm}^{-3}$, (b) $T = (1340 \pm 30) \text{ K}$; $[\text{Na}] = (1.3 \pm 0.3)10^{17} \text{ cm}^{-3}$, (c) $T = (1180 \pm 30) \text{ K}$; $[\text{Na}] = (8.8 \pm 1.5)10^{16} \text{ cm}^{-3}$, (d) $T = (1070 \pm 50) \text{ K}$; $[\text{Na}] = (5.6 \pm 1.0) 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Pour des longueurs d'onde supérieures à 824 nm (correspondant à des températures du corps noir inférieures à 3500 K), le coefficient d'absorption reste inférieur à 0.01 cm^{-1} , ce qui permet de considérer la **vapeur de sodium transparente** à de telles longueurs d'onde¹. Pour des longueurs d'ondes plus faibles, l'atténuation du rayonnement dépend des conditions de pression et de température du système, difficilement prédictible étant donné le peu de données disponibles.

¹ La distinction entre milieu transparent et milieu optiquement dense est faite à partir du coefficient d'absorption monochromatique du milieu, K_λ : si $K_\lambda < 0.01 \text{ cm}^{-1}$, le milieu est très transparent à un rayonnement de longueur d'onde λ (Sacadura, 1980).

1.4. COMPARAISON EAU/SODIUM

Des matériaux simulants sont fréquemment utilisés lors de la mise en place d'essais expérimentaux, notamment pour le sodium, dont la manipulation est rendue délicate de par son point d'ébullition élevé, sa réactivité avec l'air et l'eau, son opacité, ... Aussi, la question de l'emploi de tel matériau se pose. Si le sodium peut être substitué par l'eau pour la compréhension de certains phénomènes physiques, cela n'est pas le cas pour des expériences dédiées à l'étude des transferts thermiques, étant données les propriétés thermophysiques très différentes de ces deux fluides.

Le Tableau A 1-3 renseigne sur les données au point critique du sodium et de l'eau, ainsi que les températures de changement de phase. Le Tableau A 1-4 regroupe les principales propriétés physiques du sodium (à 1 bar) que l'on peut comparer à celle de l'eau (à 1 bar et à 150 bar, pression de fonctionnement d'un réacteur à eau pressurisée).

		Unité	Sodium	Eau
Température critique	T_c	K	2503.7	647.1
Pression critique	P_c	bar	256.406	220.64
Densité critique	ρ_c	kg/m ³	219	322
Température d'ébullition	T_b	K	1152.3 (à 1 bar)	372.8 (à 1 bar) 615.31 (à 150 bar)
Température de fusion	T_f	K	371	273.15
Température de nucléation homogène (P = 1 bar)	T_{HN}	K	2150 (Gunnerson, 1979) 2300 (SIMMER)	581

Tableau A 1-3 - Point critique et températures de changement de phase du sodium et de l'eau

Le sodium, métal liquide, est connu pour sa grande diffusivité thermique, environ 450 fois supérieure à celle de l'eau. Le **nombre de Prandtl**, rapport de la viscosité cinématique et de la diffusivité thermique, permet de comparer l'importance des phénomènes thermiques et hydrodynamiques dans un fluide. Pour l'eau, le nombre de Prandtl est de l'ordre de l'unité tandis que pour les métaux liquides, il est nettement plus faible ($Pr \ll 1$). Un faible nombre de Prandtl traduit une conduction thermique très rapide et donc une faible influence du profil de vitesse sur le profil de température.

Aussi, d'un point de vue du comportement thermohydraulique, un écoulement de sodium (ou d'un métal liquide, de manière générale) présente une couche limite thermique bien plus épaisse que la couche limite hydrodynamique. Inversement, dans le cas de l'écoulement d'un fluide classique comme l'eau, la couche limite thermique et la couche limite hydrodynamique sont du même ordre de grandeur.

On souligne par ailleurs que la masse volumique, la viscosité et la chaleur spécifique de l'eau et du sodium liquide ainsi que les propriétés des phases vapeur sont du même ordre de grandeur.

		Unité	Sodium (1) (à 1 bar)	Eau (2) (1 bar)	Rapport (1)/(2)	Eau (3) (150 bar)	Rapport (1)/(3)
LIQUIDE			À 700 K	À 293 K		À 580 K	
Masse volumique	ρ_L	kg.m ⁻³	849.35	998.16	0.9	697.31	1.2
Chaleur spécifique	c_{pL}	J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	1280.85	4185.10	0.3	5977.28	0.2
Conductivité thermique	λ_L	W.m ⁻¹ .K ⁻¹	69.28	5.99 10 ⁻¹	116	5.32 10 ⁻¹	130

Diffusivité thermique	α_L	$m^2.s^{-1}$	$6.37 \cdot 10^{-5}$	$1.43 \cdot 10^{-7}$	445	$1.28 \cdot 10^{-7}$	498
Viscosité dynamique	μ_L	Pa.s	$2.53 \cdot 10^{-4}$	$1.00 \cdot 10^{-3}$	0.3	$8.56 \cdot 10^{-5}$	3
Tension de surface	σ	N.m ⁻¹	$1.66 \cdot 10^{-1}$	$7.55 \cdot 10^{-2}$	2.2	$4.87 \cdot 10^{-2}$	3.4
Nombre de Prandtl	Pr_L	-	$4.67 \cdot 10^{-3}$	6.99	$7 \cdot 10^{-4}$	$9.59 \cdot 10^{-1}$	0.5
VAPEUR			À 1200 K	À 400 K		À 700 K	
Masse volumique	ρ_v	kg.m ⁻³	$2.51 \cdot 10^{-1}$	$5.47 \cdot 10^{-1}$	0.5	57.91	$4 \cdot 10^{-3}$
Chaleur spécifique	c_{pV}	J.kg ⁻¹ .K ⁻¹	2126.92	2007.85	1.1	3575.09	0.6
Conductivité thermique	λ_v	W.m ⁻¹ .K ⁻¹	$5.00 \cdot 10^{-2}$	$2.69 \cdot 10^{-2}$	1.9	$7.83 \cdot 10^{-2}$	0.6
Diffusivité thermique	α_v	$m^2.s^{-1}$	$9.35 \cdot 10^{-5}$	$2.45 \cdot 10^{-5}$	3.8	$3.78 \cdot 10^{-7}$	247
Viscosité dynamique	μ_v	Pa.s	$1.78 \cdot 10^{-5}$	$1.33 \cdot 10^{-5}$	1.3	$2.61 \cdot 10^{-5}$	0.7
Nombre de Prandtl	Pr_v	-	$7.56 \cdot 10^{-1}$	$9.93 \cdot 10^{-1}$	0.8	1.19	0.6

Tableau A 1-4 - Comparaison de quelques propriétés physiques du sodium à celle de l'eau

Les propriétés du sodium sont calculées à partir des formules de SIMMER et celles de l'eau sont évaluées à partir de X Steam Tables (Holmgren, 2006).

2. PROPRIÉTÉS DU TANTALE, DE L'UO₂ ET DE L'ALUMINE

2.1. LE TANTALE

Point de fusion du Ta ¹	3269 K
Point d'ébullition du Ta ¹	5698 ± 100 K
Densité du Ta ¹ , à 293 K	16.65 g.cm ⁻³
Masse molaire du Ta	180.95 g.mol ⁻¹

- **Conductivité thermique² (1670 K ≤ T ≤ 3070 K) :**

$$\lambda_{Ta} \text{ (W.m}^{-1}\text{K}^{-1}\text{)} = 3.989 \cdot 10^{-3} T + 55.37$$

- **Capacité calorifique à pression constante, pour 300 K ≤ T ≤ 3100 K (Cezairliyan, 1971) :**

$$c_{pTa} \text{ (J.mol}^{-1}\text{.K}^{-1}\text{)} = 24.943 - \frac{4.88 \cdot 10^4}{T^2} + 2.59 \cdot 10^{-3} T + 2.85 \cdot 10^{-17} T^5$$

- **Émissivité totale hémisphérique², pour 1400 K ≤ T ≤ 2800 K :**

$$\varepsilon_{Ta} = 4.18 \cdot 10^{-2} + 6.8552 \cdot 10^{-5} T + 1.32584 \cdot 10^{-8} T^2$$

2.2. L'UO₂

Les données suivantes sont issues de (Fink, 2000) et (Carbajo, 2001), qui présentent une synthèse des propriétés thermophysiques de l'UO₂ à l'état solide et liquide.

Point de fusion de l'UO ₂	3120 K
Point d'ébullition de l'UO ₂	3815 K
Densité de l'UO ₂ à 273 K	10.963 g.cm ⁻³
Densité de l'UO ₂ à 3200 K ³	8.786 g.cm ⁻³
Masse molaire de l'UO ₂	270.03 g.mol ⁻¹

- **Conductivité thermique :**

Pour 298.15 K ≤ T ≤ 3120 K :

¹ Issu du (Metal Handbook, 1961).

² Issu de (Taylor, 1971).

³ Densité de l'UO₂ liquide (T en K) : $\rho_{UO_2} \text{ (g.cm}^{-3}\text{)} = 8.860 - 9.286 \cdot 10^{-4} (T - 3120)$.

$$\lambda_{\text{UO}_2} (\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}) = \frac{100}{7.5408 + 1.7692 \cdot 10^{-2} T + 3.6142 \cdot 10^{-6} T^2} + \frac{6400}{(T/1000)^{5/2}} \exp\left(\frac{-1.635 \cdot 10^4}{T}\right)$$

Pour $T > 3120 \text{ K}$: $\lambda_{\text{UO}_2} (\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}) = 2.5 \pm 1$

▪ **Capacité calorifique à pression constante :**

Pour $298.15 \text{ K} \leq T \leq 3120 \text{ K}$:

$$c_{p\text{UO}_2} (\text{J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}) = 52.1743 + 87.951 t - 84.2411 t^2 + 31.542 t^3 - 2.6334 t^4 - 0.71391 t^{-2}, \text{ avec } t = \frac{T(\text{K})}{1000}$$

Pour $T > 3120 \text{ K}$: $c_{p\text{UO}_2} (\text{J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}) = 0.25136 + \frac{1.3288 \cdot 10^9}{T^2}$

▪ **Émissivité totale hémisphérique :**

$$\epsilon_{\text{UO}_2} = 0.85 \pm 0.05$$

L'émissivité de l' UO_2 varie peu avec la température et dépend très peu de la longueur d'onde (pour une température comprise entre 1000 et 3120 K).

2.3. L'ALUMINE

Les données suivantes sont issues du rapport de Zimmer (1989), qui ne fait pas apparaître de dépendance en fonction de la température.

Point de fusion de l' Al_2O_3	2318 K
Point d'ébullition de l' Al_2O_3	3260 K
Densité de l' Al_2O_3	3.6 g.cm ⁻³ (solide) / 3.4 g.cm ⁻³ (liquide)
Masse molaire de l' Al_2O_3	101.96 g.mol ⁻¹

▪ **Conductivité thermique :**

$$\lambda_{\text{Al}_2\text{O}_3, \text{solide}} = 8 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$$

$$\lambda_{\text{Al}_2\text{O}_3, \text{liquide}} = 6 \text{ W.m}^{-1}\text{K}^{-1}$$

▪ **Capacité calorifique à pression constante :**

$$c_{p\text{Al}_2\text{O}_3, \text{solide}} = 1300 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$$

$$c_{p\text{Al}_2\text{O}_3, \text{liquide}} = 1320 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$$

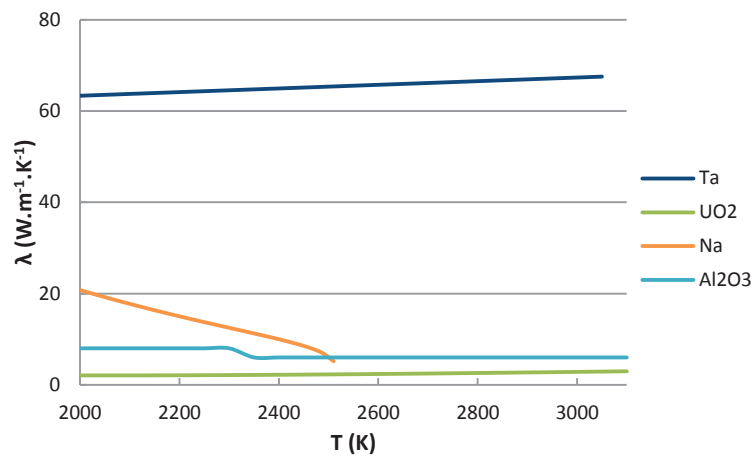


Figure A 2-1 - Conductivité thermique du tantale, de l'UO₂, de l'alumine et du sodium (à P = 1 bar) en fonction de la température

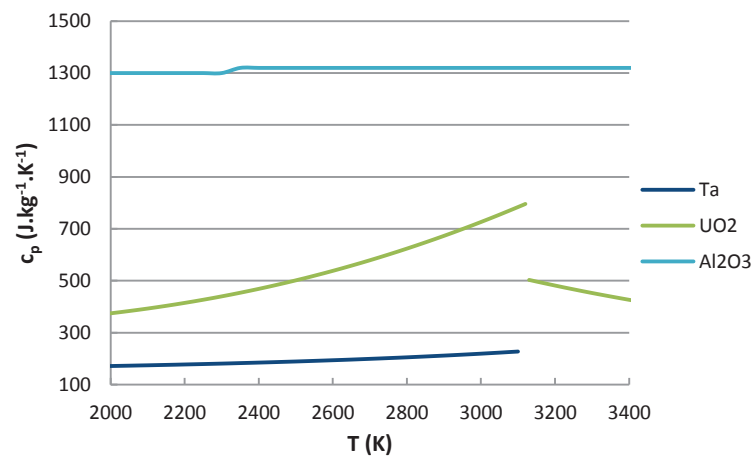


Figure A 2-2 - Capacité calorifique à pression constante du tantale, de l'UO₂ et de l'alumine en fonction de la température

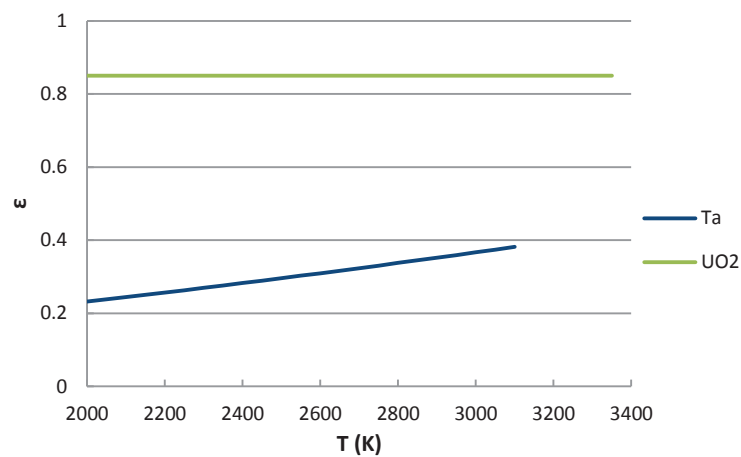


Figure A 2-3 - Émissivité totale hémisphérique du tantale et de l'UO₂ en fonction de la température

3. MODÈLE DE FARAHAT ET EL-HALFAWY (1975)

Farahat et El-Halfawy ont développé un modèle d'ébullition en film autour d'une sphère immergée dans un liquide **sur-refroidi** en **convection naturelle** qui présente la particularité de prendre en compte de **manière couplée le rayonnement** et les transferts thermiques **convectifs**.

3.1. DESCRIPTION DU PROBLÈME

La géométrie utilisée par Farahat et El-Halfawy est celle représentée sur la Figure A 3-1. La température de la sphère, T_s , supposée uniforme et constante, est suffisamment élevée pour qu'un film de vapeur stable se forme autour de la sphère. L'épaisseur du film, δ_v , varie en fonction de θ (on verra par la suite que certaines hypothèses semblent avoir été faites à ce sujet) et est telle que $\delta_v \ll R$. L'interface L-V est considérée à saturation et le liquide environnant à la température constante T_∞ . Les propriétés de la vapeur sont évaluées à une température moyenne $T_v = (T_{sat} + T_s)/2$ et celles du liquide à $T_L = (T_{sat} + T_\infty)/2$.

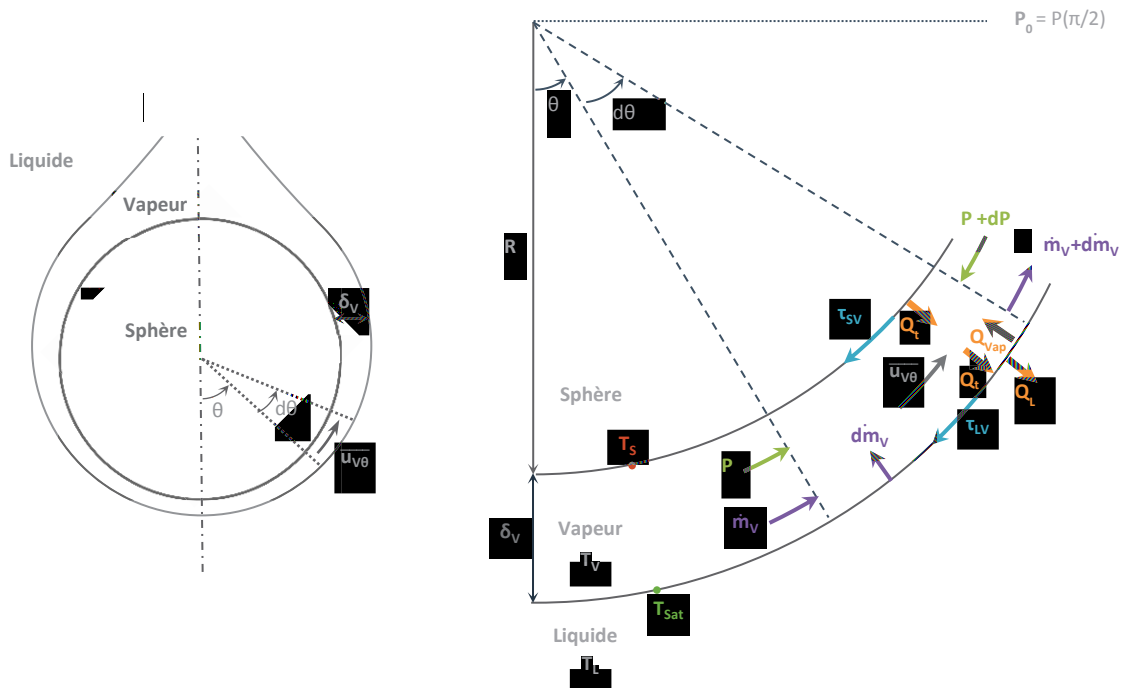


Figure A 3-1 - Géométrie utilisée dans le modèle de Farahat et El-Halfawy

$\overline{u_{v\theta}}$ désigne la vitesse moyenne de l'écoulement de vapeur en θ et τ la contrainte de cisaillement $\left(\tau = \mu_v \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \right)$ à la paroi, τ_{sv} , et à l'interface L-V, τ_{lv} .

La pression en $\pi/2$ est notée P_0 . Par ailleurs, pour un écoulement liquide, supposé potentiel et stationnaire, on exprime P de la manière suivante :

$$P(\theta) = P_0 + \rho_L g R \cos \theta \quad (\text{A 3-1})$$

On en déduit :

$$\frac{dP}{d\theta} = -\rho_L g R \sin \theta \quad (\text{A 3-2})$$

Dans la suite, nous nous référons aux équations de l'article de Farahat et El-Halfawy (1975) en indiquant le numéro de l'équation suivi de « FEH » (e.g. (1)-FEH).

3.2. PROFIL DE VITESSE DANS LE FILM DE VAPEUR



Figure A 3-2 - Écoulement de vapeur entre deux plaques planes

Dans le cas général d'un écoulement de vapeur laminaire et incompressible entre deux plaques planes selon x (Figure A 3-2), on a :

- Équation de continuité

$$\frac{du_v}{dx} = 0 \Rightarrow u_v(x, y) = u_v(y) \quad (\text{A 3-3})$$

- Équation de la quantité de mouvement (selon x et y) :

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \mu_v \frac{d^2 u_v}{dy^2} \quad (\text{A 3-4})$$

$$\frac{\partial P}{\partial y} = -\rho_v g \Rightarrow \frac{dP}{dx} = f(x) \quad (\text{A 3-5})$$

En intégrant (A 3-4) et en utilisant (A 3-2) (avec $\frac{dP}{dx} = \frac{1}{R} \frac{dP}{d\theta}$), on obtient le profil de vitesse dans l'écoulement de vapeur suivant :

$$\mu_v u_v = -\rho_L g \sin \theta \frac{y^2}{2} + Ay + B \quad (\text{A 3-6})$$

Les conditions aux limites s'expriment comme suit :

- en $y = 0$: $\mu_v \left(\frac{\partial u_v}{\partial y} \right)_{y=0} = \tau_{sv} = A$

$$\text{- en } y = \delta_v(\theta): \mu_v \left(\frac{\partial u_v}{\partial y} \right)_{y=\delta_v} = -\tau_{LV} = -\rho_L g \sin \theta \delta_v(\theta) + A$$

On en déduit les relations (A 3-7), (A 3-8), puis (A 3-9) :

$$\frac{dP}{dx} = -\frac{1}{\delta_v(\theta)} (\tau_{SV} + \tau_{LV}) \quad (\text{A 3-7})$$

$$u_v = \frac{1}{\mu_v} \left(-\rho_L g \sin \theta \frac{y^2}{2} + \tau_{SV} y \right) \quad (\text{A 3-8})$$

$$\overline{u_{v0}} = \frac{\delta_v(\theta)}{\mu_v} \frac{2\tau_{SV} - \tau_{LV}}{6}, \forall \tau_{SV}, \tau_{LV} \quad (\text{A 3-9})$$

Distinguons les deux cas suivants, qui correspondent aux deux conditions de glissement utilisées par Farahat et El-Halfawy ($\beta = 3$ et $\beta = 12$) :

- si $\tau_{LV} = 0$ (condition de non-glissement à l'interface L-V): $\overline{u_{v0}} = \frac{\delta_v(\theta)}{\mu_v} \frac{\tau_{SV}}{3}$, soit $\tau_{SV} = \frac{3\mu_v \overline{u_{v0}}}{\delta_v(\theta)}$,
- si $u_{LV} = 0$: $\overline{u_{v0}} = \frac{\delta_v(\theta)}{12\mu_v} (\tau_{SV} + \tau_{LV})$, soit $\tau_{SV} + \tau_{LV} = \frac{12\mu_v \overline{u_{v0}}}{\delta_v(\theta)}$.

Finalement, on obtient :

$$\tau_{SV} + \tau_{LV} = \frac{\beta \mu_v \overline{u_{v0}}}{\delta_v(\theta)} \quad (\text{A 3-10})$$

avec $\beta = 3$ si $\tau_{LV} = 0$ et $\beta = 12$ si $u_{LV} = 0$.

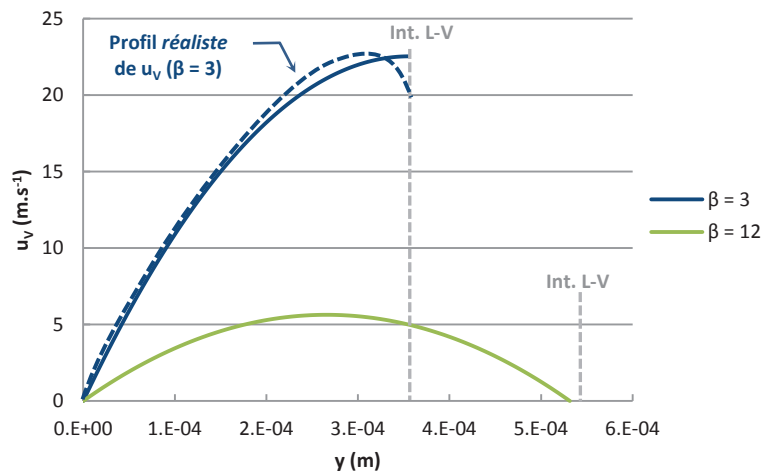


Figure A 3-3 - Profil de vitesse dans le film de vapeur selon la condition à l'interface L-V (en $\theta = 1.5$ rad)

$D = 2.54$ cm, $\Delta T_{\text{Sub}} = 9.1$ K, $T_s = 2451.7$, $P = 1$ bar (essai 32).

❶ Équation (6)-FEH : une erreur de signe a été identifiée dans l'expression de la contrainte de cisaillement τ_{LV} .

① **Cas $\beta = 3$ -FEH** : le cas 1 ($\tau_{LV} = 0$, qualifié de *non-slip condition* par les auteurs) est contestable du point de vue de la physique. En effet, on obtient un profil de vitesse dans le film de vapeur (Figure A 3-3, $\beta = 3$), qui suggère la mise en mouvement du liquide à l'interface L-V. L'entraînement du liquide ne peut se faire qu'au travers de la force de cisaillement à l'interface¹, ce qui implique $\left(\frac{\partial u_L}{\partial y}\right)_{y_{LV}} \neq 0$. Ceci est incompatible avec la condition $\tau_{LV} = 0$. Un profil plus réaliste de l'écoulement de vapeur est donné sur la Figure A 3-3 (en pointillés). D'après l'analyse d'échelles (cf. Chapitre 3, paragraphe 2.4.1), le cas $\beta = 3$ semble correspondre au cas d'une faible vaporisation du liquide (avec $u_v \sim u_L$ et $u_{v,Max}$ située près de l'interface L-V).

① **Cas $\beta = 12$ -FEH** : le cas 2 ($u_{LV} = 0$, qualifié de *slip condition*), qui implique que l'écoulement liquide a une vitesse nulle, ou du moins négligeable devant la vitesse de l'écoulement de vapeur, est acceptable (Figure A 3-3, $\beta = 12$). Le cas $\beta = 12$ correspondrait au cas d'une vaporisation intense du liquide à l'interface ($u_v \gg u_L$ et $u_{v,Max}$ située en $\delta_v/2$) (cf. Chapitre 3, paragraphe 2.4.2).

3.3. MISE EN ÉQUATIONS DU PROBLÈME

L'écoulement de vapeur, supposé laminaire et incompressible, est contrôlé par les forces de flottabilité et de cisaillement.

Le **bilan des forces**, selon θ , est donné par l'équation (A 3-11) :

$$\frac{dP}{d\theta} 2\pi R \delta_v(\theta) \sin\theta + \rho_v g 2\pi R^2 \delta_v(\theta) \sin^2\theta + (\tau_{sv} + \tau_{LV}) 2\pi R^2 \sin\theta = 0 \quad (\text{A 3-11})$$

① **Équation (4)-FEH** : deux erreurs ont été identifiées dans le bilan des forces donné par l'équation (4)-FEH :

- la contrainte de cisaillement à l'interface L-V, exprimée par $(-\tau_{LV} 2\pi R^2 \sin\theta)$, ne correspond pas à celle indiquée sur la Figure A 3-1 (où $\vec{\tau}_{LV} = -\tau_{LV} \vec{e}_\theta$, $\tau_{LV} \geq 0$),
- l'expression de la force de pesanteur, pour laquelle le terme $\delta_v(\theta)$ est manquant.

Le **bilan de masse** s'écrit :

$$\dot{m}(\theta) = \rho_v \overline{u_{v\theta}} 2\pi R \sin\theta \delta_v(\theta) \quad (\text{A 3-12})$$

En combinant les équations (A 3-2), (A 3-10), (A 3-11) et (A 3-12), on obtient l'expression de δ_v suivante :

$$\delta_v(\theta) = \left(\frac{\beta \mu_v \dot{m}(\theta)}{2\pi R \rho_v (\rho_L - \rho_v) g \sin^2\theta} \right)^{1/3} \quad (\text{A 3-13})$$

¹ On a vérifié dans l'analyse d'échelles que la vitesse de convection naturelle dans le liquide était négligeable devant la vitesse d'entraînement du liquide à l'interface (cf. Chapitre 3, paragraphe 2.4).

① **Équation (9)-FEH** : dans l'expression de δ_v donnée par Farahat et El-Halfawy, il manque la **puissance 2** du terme $\sin^2\theta$.

Remarque : d'après l'équation (A 3-4), on a : $\frac{dP}{dx} = f(x) = \mu_v \frac{d^2 u_v}{dy^2} = g(y)$, soit, en utilisant les équations (A 3-7) et (A 3-10) :

$$-\frac{1}{\delta_v(\theta)}(\tau_{sv} + \tau_{lv}) = Cste \Leftrightarrow -\frac{\beta \mu_v \overline{u_{v\theta}}}{\delta_v^2(\theta)} = Cste \quad (\text{A 3-14})$$

D'où :

$$\frac{\overline{u_{v,\pi/2}}}{\overline{u_{v\theta}}} = \left(\frac{\delta_v(\pi/2)}{\delta_v(\theta)} \right)^2 \quad (\text{A 3-15})$$

Le flux de chaleur cédé par la sphère à travers la surface dS (défini par l'équation (A 3-16)) sert à chauffer le liquide, à vaporiser une quantité de vapeur $d\dot{m}$ et à la chauffer à la température T_v .

$$dQ_t = h_t(T_s - T_{sat})dS = h_t(T_s - T_{sat})2\pi R^2 \sin\theta d\theta \quad (\text{A 3-16})$$

Le **bilan d'énergie** s'écrit :

$$2\pi R^2 \sin\theta d\theta \underbrace{\left(\frac{\lambda_v}{\delta_v} + h_r \right)}_{h_t} \Delta T_{sat} = h_{LV}^* d\dot{m} + 2\pi R^2 \sin\theta d\theta \Delta T_{sub} h_{sub} \quad (\text{A 3-17})$$

avec $h_{LV}^* = h_{LV} + 0.5c_{pv}(T_s - T_{sat})$.

Par conséquent, le flux de chaleur total cédé par la sphère est obtenu en intégrant l'équation (A 3-17) de 0 à l'angle de décollement du film de vapeur, θ_{div} .

$$Q_t = \int_0^{\theta_{div}=\pi} h_t(T_s - T_{sat})2\pi R^2 \sin\theta d\theta = 4\pi R^2 h_t \Delta T_{sat} = \dot{m}_t h_{LV}^* + 4\pi R^2 h_c \Delta T_{sub} \quad (\text{A 3-18})$$

① **Utilisation de h_{LV}^*** : la chaleur latente effective de vaporisation est introduite afin de prendre en compte les termes convectifs négligés dans l'équation de conservation de l'énergie de la phase vapeur. D'après De Malmazet (2009), il s'agit d'un moyen efficace pour prédire correctement le flux de chaleur total cédé par la sphère. Néanmoins, l'utilisation de h_{LV}^* ne permet pas fournir une bonne estimation de la quantité de vapeur produite. À partir du modèle de Liu (1996), faisant intervenir h_{LV}^* , De Malmazet montre que \dot{M} est sous-estimé d'un facteur 1.58 par rapport aux résultats fournis par son modèle.

① **Équation (20)-FEH** : pour obtenir cette équation, les auteurs supposent **h_t et h_c (donc $d\dot{m}$) uniformes autour de la sphère et $\theta_{div} = \pi$** (ce que nous faisons également pour obtenir (A 3-18)). Cela revient également à supposer **δ_v uniforme autour de la sphère**.

À partir de (A 3-17), on obtient l'expression de $d\dot{m}$, qui, intégrée de 0 à θ (resp. π), fournit les expressions de $\dot{m}(\theta)$ (resp. \dot{m}_t) :

$$\dot{m}(\theta) = \int_0^\theta d\dot{m} = \frac{2\pi R^2 (1 - \cos \theta)}{h_{LV}^*} (h_t (T_s - T_{Sat}) - h_{Sub} (T_{Sat} - T_L)) \quad (\text{A 3-19})$$

$$\dot{m}_t = \int_0^{\theta_{div}=\pi} d\dot{m} = \frac{4\pi R^2}{h_{LV}^*} (h_t (T_s - T_{Sat}) - h_{Sub} (T_{Sat} - T_L)) \quad (\text{A 3-20})$$

On déduit des équations (A 3-18) et (A 3-19) la relation suivante :

$$\dot{m}(\theta) = \frac{1}{2} \dot{m}_t (1 - \cos \theta) \quad (\text{A 3-21})$$

Par ailleurs, $d\dot{m}$ étant supposée uniforme autour de la sphère, la quantité de vapeur produite autour de la sphère correspond à deux fois la quantité de vapeur produite sur la demi-sphère, c'est-à-dire :

$$\dot{m}_t = 2\dot{m}(\pi/2) = 4\pi R \delta_v (\pi/2) \overline{\rho_v u_{v,\pi/2}} \quad (\text{A 3-22})$$

① **Équation (12)-FEH** : on choisit de définir \dot{m}_t comme le débit massique total de vapeur créé à l'interface L-V autour de la sphère, ce qui est en accord l'équation (A 3-18) (équation (20)-FEH). Les auteurs définissent \dot{m}_t par « *the total vapor flow rate at an angle ϑ* », définition qui semble être en désaccord avec le reste du modèle, notamment avec l'équation (20)-FEH.

En faisant le rapport des équations (A 3-22) et (A 3-12) et en utilisant (A 3-21), on obtient :

$$\overline{u_{v\theta}} = \left(\frac{1 - \cos \theta}{\sin \theta} \right) \overline{u_{v,\pi/2}} \quad (\text{A 3-23})$$

① L'équation (A 3-23) est en contradiction avec l'équation (A 3-15) qui, elle, conduit à $\overline{u_{v\theta}} = \overline{u_{v,\pi/2}}$. Par suite, si δ_v et $\overline{u_{v\theta}}$ ne dépendent pas de θ , l'équation (A 3-15) conduit, d'après l'équation (A 3-12), à $\dot{m}(\theta) = C \sin \theta$ où C est une constante, en désaccord avec (A 3-21).

① Pour obtenir ce résultat, on rappelle que **δ_v est supposée constante**. Se pose alors la question de l'expression de δ_v choisie. D'après l'équation (A 3-13), qui peut également être formulée par l'équation (A 3-24), on obtient une forme indéterminée en $\theta = 0$ et $\theta = \pi$. On peut supposer que la valeur de δ_v choisie est celle en $\theta = \pi/2$ (équation (A 3-25)).

$$\delta_v(\theta) = \left(\frac{\beta \mu_v \dot{m}_t (1 - \cos \theta)}{4\pi R \rho_v (\rho_L - \rho_v) g \sin^2 \theta} \right)^{1/3} \quad (\text{A 3-24})$$

$$\delta_v(\pi/2) = \left(\frac{\beta \mu_v \overline{u_{v,\pi/2}}}{(\rho_L - \rho_v) g} \right)^{1/2} \quad (\text{A 3-25})$$

3.4. CORRÉLATION D'ÉBULLITION EN FILM

Pour obtenir la corrélation décrivant les transferts thermiques en ébullition en film, Farahat et El-Halfawy intègrent l'équation (A 3-17) de 0 à π .

① Ils utilisent l'équation (A 3-21), qui implique que δ_v est **supposée uniforme**, et l'équation (A 3-13) dans laquelle δ_v **dépend de θ** , ce qui est contradictoire. Nous choisissons dans un premier temps de procéder de manière identique à Farahat et El-Halfawy, puis nous supposons $\delta_v(\theta) = \delta_v(\pi/2)$.

En combinant l'ensemble des équations, on obtient :

$$A_1(\sin\theta)^{5/3} d\theta - A_2 \dot{m}^{1/3} d\dot{m} + A_3(1 - \cos\theta)^{1/3} \sin\theta d\theta = 0 \quad (\text{A 3-26})$$

$$A_1 = 2\pi R^2 \lambda_v \Delta T_{\text{Sat}} (2\pi R \rho_v (\rho_L - \rho_v) g)^{1/3} \quad (\text{A 3-27})$$

$$A_2 = h_{LV}^* (\beta \mu_v)^{1/3} \quad (\text{A 3-28})$$

$$A_3 = 2\pi R^2 \left(\frac{1}{2} \beta \mu_v \dot{m}_t \right)^{1/3} (\Delta T_{\text{Sat}} h_r - \Delta T_{\text{Sub}} h_{\text{Sub}}) \quad (\text{A 3-29})$$

Puis en intégrant l'équation (A 3-26) de 0 à π :

$$1.68 A_1 - A_2 \frac{3}{4} \dot{m}_t^{4/3} + \frac{3}{2} 2^{1/3} A_3 = 0 \quad (\text{A 3-30})$$

① **Équations (14)-FEH, (18)-FEH et (19)-FEH** : l'exposant 4/3 du terme $(\sin\theta)$ dans le premier terme de l'équation (14)-FEH est faux et doit être remplacé par 5/3 (i.e. $A_1(\sin\theta)^{5/3} d\theta = \dots$). Il en est de même dans l'équation (18)-FEH. Par conséquent, le coefficient 1.82 de l'équation (19)-FEH doit être remplacé par 1.68 (i.e. $1.68 A_1 = \dots$).

① **Équation (18)-FEH** : il manque une puissance (1/3) au terme \dot{m} du membre de droite de l'équation (18)-FEH

$$\left(\dots = A_2 \int_0^\pi \dot{m}^{1/3} d\dot{m} \right).$$

En développant l'équation et en utilisant l'expression de \dot{m}_t donnée par (A 3-18), on obtient :

$$\left(\frac{h_t D}{\lambda_v} - \frac{h_{\text{Sub}} D}{\lambda_v} \frac{\Delta T_{\text{Sub}}}{\Delta T_{\text{Sat}}} \right) \left(\frac{h_t D}{\lambda_v} - \frac{h_r D}{\lambda_v} \right)^3 = \frac{1}{0.71 \beta} \frac{\rho_v (\rho_L - \rho_v) g D^3 h_{LV}^*}{\mu_v \lambda_v \Delta T_{\text{Sat}}} \quad (\text{A 3-31})$$

$$\left(\text{Nu}_t - \frac{\lambda_L}{\lambda_v} \frac{\Delta T_{\text{Sub}}}{\Delta T_{\text{Sat}}} \text{Nu}_{\text{Sub}} \right) (\text{Nu}_t - \text{Nu}_r)^3 = \frac{1}{0.71 \beta} \frac{\text{Ar}}{\text{Sp}^*} \quad (\text{A 3-32})$$

où Ar désigne le nombre d'Archimède et Sp^* la surchauffe adimensionnelle modifiée.

Nu_{Sub} et Nu_r sont respectivement calculés à partir des équations (1-22) (avec $C_{\text{CN}} = 0.75$) et (1-25) (Chapitre 1).

① **Équation (21)-FEH** : il manque le facteur $\frac{\Delta T_{\text{Sub}}}{\Delta T_{\text{Sat}}}$ dans le premier membre de gauche $\left(\frac{h_t D}{\lambda_v} - \frac{h_{\text{Sub}} D}{\lambda_v} \frac{\Delta T_{\text{Sub}}}{\Delta T_{\text{Sat}}} \right)$

ainsi que le terme D^3 dans le membre de droite. De plus, la constante du dénominateur du membre de droite, 0.5625, est incorrecte et doit être remplacée par 0.71 (de même dans l'équation (22)-FEH).

① **Équation (22)-FEH** : la définition de Ra^* donnée par les auteurs (i.e. $\text{Ra}^* = \text{GrPr} h_{LV}^*$) ne permet pas de retrouver le membre de droite de l'équation (21)-FEH. En effet, $\text{Ra}^* = \frac{\rho_v (\rho_L - \rho_v) g D^3 h_{LV}^*}{\mu_v \lambda_v \Delta T_{\text{Sat}}} C_{pV} \Delta T_v$.

① **Équations (23)-FEH** : l'expression du coefficient de transfert thermique de rayonnement, donnée par l'équation (23)-FEH, est incorrecte (signe « - » devant le terme $1/\varepsilon_L$, au lieu d'un signe « + »).

En choisissant $\delta_V(\theta) = \delta_V(\pi/2)$ et en procédant de manière analogue, nous obtenons la relation (A 3-33) :

$$\left(\text{Nu}_t - \frac{\lambda_L}{\lambda_V} \frac{\Delta T_{\text{Sub}}}{\Delta T_{\text{Sat}}} \text{Nu}_{\text{Sub}} \right) (\text{Nu}_t - \text{Nu}_r)^3 = \frac{2}{\beta} \frac{Ar}{\text{Sp}^*} \quad (\text{A 3-33})$$

La seule différence entre les équations (A 3-32) et (A 3-33) est la constante du terme de droite, 1.42 fois supérieure dans le cas où $\delta_V(\theta) = \delta_V(\pi/2)$.

4. CORRÉLATIONS D'ÉBULLITION EN FILM POUR LES FLUIDES CLASSIQUES DANS LE CAS SATURÉ

Cette annexe décrit des corrélations d'ébullition en film de fluides classiques saturés sur les différentes géométries citées au Chapitre 1 (paragraphe 3.4). Elles permettent d'illustrer l'effet de différents paramètres, notamment celui du diamètre et de la surchauffe, sur les transferts thermiques en ébullition en film.

Bromley (1950) développe le premier modèle d'ébullition en film d'un liquide saturé en convection naturelle autour d'un cylindre. Il propose une expression du nombre de Nusselt qui varie en fonction de $D^{3/4}$ (soit $h \propto D^{-1/4}$) et $\Delta T_{\text{sup}}^{-1/4}$:

$$Nu = 0.62 \left(\frac{Ar}{Sp^*} \right)^{1/4} \quad (\text{A 4-1})$$

Où Sp^* est la surchauffe adimensionnelle définie à partir de $h_{LV}^* = h_{LV} + 0.5c_{pV}(T_s - T_{\text{Sat}})$.

Cette corrélation est obtenue à partir de mesures effectuées pour différents fluides (eau, solution savonneuse, azote, benzène, n-pentane, tétrachlorométhane, éthanol), à pression atmosphérique et pour des diamètres de tube compris entre 4.78 mm et 11.9 mm. Elle est valable pour une plage de diamètres relativement restreinte, comme illustré sur la Figure 1-22, rappelée ci-après : elle sous-estime les transferts thermiques pour des diamètres très faibles et très élevés.

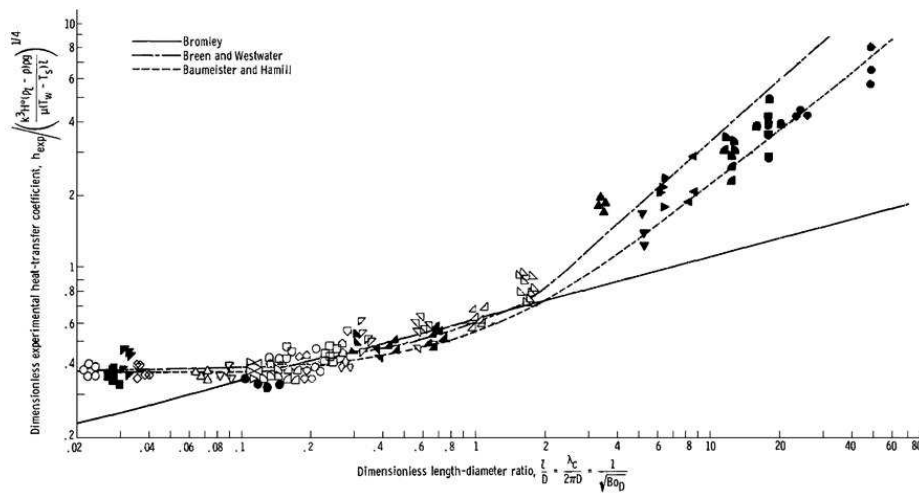


Figure A 4-1 - Variation du coefficient de transfert thermique en ébullition en film autour d'un cylindre en fonction du rapport D/l_c (Hendricks, 1969)

Les points expérimentaux sont ceux rassemblés par Breen et Westwater (1962) pour différents fluides (eau, hélium, oxygène, pentane, azote, éthanol, benzène, Fréon-113, isopropanol, tétrachlorométhane), à une température comprise entre 301 K et 1703 K. Le diamètre du cylindre varie de 5.3 μm à 4.6 cm et la longueur d'onde critique de 0.173 cm à 1.67 cm.

Banchero (1955) modifie, de manière empirique, la corrélation de Bromley, afin d'obtenir une expression valable sur une gamme de diamètres plus étendue. Le nombre de Nusselt dépend alors du diamètre de la manière suivante :

$$Nu = a \left(\frac{1}{D} + c \right) D^{1/4} \left(\frac{Ar}{Sp^*} \right)^{1/4} \quad (\text{A 4-2})$$

où a est une constante (variant légèrement avec la surchauffe de la paroi) et c est une constante dépendant du fluide considéré.

D'après les équations (A 4-1) et (A 4-2), lorsque D tend vers 0, on obtient une valeur indéterminée du coefficient de transfert de chaleur, qui tend vers l'infini. A l'inverse, lorsque D tend vers l'infini, l'équation (A 4-2) fournit une valeur constante, finie et positive, du coefficient de transfert thermique. Ceci est cohérent avec le fait que le comportement du film de vapeur autour d'un cylindre de très grand diamètre est similaire à celui sur une plaque plane horizontale (le coefficient de transfert thermique est alors effectivement indépendant de la taille du système) (Berenson, 1961) :

$$Nu = 0.425 \left(\frac{L}{l_c} \right)^{1/4} \left(\frac{Ar}{Sp^*} \right)^{1/4} \quad (\text{A 4-3})$$

où l_c est la longueur capillaire définie par : $l_c = \left(\frac{\sigma}{g\Delta\rho} \right)^{1/2}$.

Breen et Westwater (1962) progressent dans la description de l'effet du diamètre sur l'ébullition en film en introduisant dans leur corrélation la longueur d'onde critique et en utilisant de nouveaux résultats expérimentaux. Cette corrélation, représentée sur la Figure 1-22, est valable quel que soit le diamètre du cylindre :

$$Nu = \left(0.59 + 0.069 \frac{\lambda_c}{D} \right) \left(\frac{D}{\lambda_c} \right)^{1/4} \left(\frac{Ar}{Sp^*} \right)^{1/4} \quad (\text{A 4-4})$$

où λ_c est la longueur d'onde critique définie par : $\lambda_c = 2\pi \left(\frac{\sigma}{g\Delta\rho} \right)^{1/2} = 2\pi l_c$.

Ils identifient trois régions correspondant à des configurations de film différentes et donnent, pour chacune d'entre elles, une expression simplifiée de l'équation (A 4-4) :

- » pour $\lambda_c/D < 0.8$: $Nu = 0.60 \left(\frac{D}{\lambda_c} \right)^{1/4} \left(\frac{Ar}{Sp^*} \right)^{1/4}$, i.e. h indépendant de D ,
- » pour $0.8 \leq \lambda_c/D \leq 8.0$: $Nu = 0.62 \left(\frac{Ar}{Sp^*} \right)^{1/4}$, i.e. $h \propto D^{-1/4}$,
- » pour $\lambda_c/D > 8.0$: $Nu = 0.16 \left(\frac{\lambda_c}{D} \right)^{0.83} \left(\frac{D}{\lambda_c} \right)^{1/4} \left(\frac{Ar}{Sp^*} \right)^{1/4}$, i.e. $h \propto D^{-0.83}$.

Hamill et Baumeister (1967) développent un modèle théorique d'ébullition en film sur des cylindres en convection naturelle, en considérant les deux cas extrêmes d'un petit et d'un grand diamètre. Leur corrélation est formulée dans le cas général par l'équation (A 4-5) et permet de retrouver les transferts thermiques mesurés expérimentalement (Figure 1-22).

$$Nu = 0.373 \left(1 + \frac{9}{\sqrt{6}} \frac{l_c}{D} + \frac{8}{3\sqrt{6}} \left(\frac{l_c}{D} \right)^3 \right)^{1/4} \left(\frac{D}{l_c} \right)^{1/4} \left(\frac{Ar}{Sp^*} \right)^{1/4} \quad (\text{A 4-5})$$

Pour des cylindres de petit diamètre¹ : $Nu = 0.00846 \left(\frac{l_c}{D} \right)^{1/2} \left(\frac{Ar}{Sp^*} \right)^{1/4}$, soit $h \propto \left(\frac{l_c}{D} \right)^{3/4}$.

Pour des cylindres de grand diamètre, l'équation (A 4-5) se simplifie de la manière suivante :

$$Nu = 0.373 \left(\frac{D}{l_c} \right)^{1/4} \left(\frac{Ar}{Sp^*} \right)^{1/4}, \text{ soit } h \text{ indépendant de } D.$$

Frederking et Clark (1963) développent un modèle théorique d'ébullition en film pour un liquide saturé sur une sphère et obtiennent une expression du Nusselt, similaire à celle de Bromley :

$$Nu = 0.586 \left(\frac{Ar}{Sp^*} \right)^{1/4} \quad (\text{A 4-6})$$

Toutefois, cette corrélation ne leur permet pas de retrouver les mesures de flux effectuées sur des sphères de grand diamètre, pour lesquelles la géométrie du système n'intervient pas. Ils modifient donc l'équation (A 4-6) afin de mieux corréler les données expérimentales :

$$Nu = 0.14 \left(\frac{Ar}{Sp^*} \right)^{1/3} \quad (\text{A 4-7})$$

Hendricks et Baumeister (1969) développent un modèle similaire à celui de Hamill et Baumeister, mais pour une géométrie sphérique. Dans le cas général, la corrélation est donnée par :

$$Nu = 2 + \frac{1}{4} \left(-\frac{2}{3} \frac{Ar}{Sp^*} G(Bo) \right)^{1/4} + \left(0.177 \left(\frac{Ar}{Sp^*} \sqrt{\frac{D}{l_c}} \right)^{1/4} + \csc(\theta^*(Bo)) \right) (1 + \cos(\theta^*(Bo))) \quad (\text{A 4-8})$$

où Bo désigne le nombre de Bond : $Bo = \left(\frac{D}{l_c} \right)^2$, $\theta^*(Bo)$ et $G(Bo)$ sont des fonctions de Bo définies dans l'article.

La fonction \csc donne la cosécante de l'angle θ ($\csc\theta = 1/\sin\theta$).

L'équation (A 4-8) peut être simplifiée selon le cas d'un petit ou d'un grand diamètre de sphère :

- pour les sphères de petit diamètre : $Nu = 3 + \left(\frac{D}{l_c} \right)^{1/4} \left(\frac{Ar}{Sp^*} \right)^{1/4} \left(0.71 \left(\frac{l_c}{D} \right)^{1/4} + 0.177 \right)$, soit $h \propto \left(\frac{l_c}{D} \right)^{1/4}$,

- pour les sphères de grand diamètre : $Nu = 0.35 \left(\frac{D}{l_c} \right)^{1/4} \left(\frac{Ar}{Sp^*} \right)^{1/4}$, soit h indépendant de D .

La Figure A 4-2 compare les différentes corrélations obtenues en fonction de la géométrie et la taille du système : on retrouve les tendances similaires pour l'ébullition en film autour d'un cylindre et d'une sphère.

¹ On rappelle qu'un cylindre peut être qualifié de petite taille lorsque le rapport $\lambda_c/(2\pi D)$, est supérieur à 2, avec λ_c la longueur d'onde critique des IRT et D le diamètre du cylindre (Hendricks, 1969).

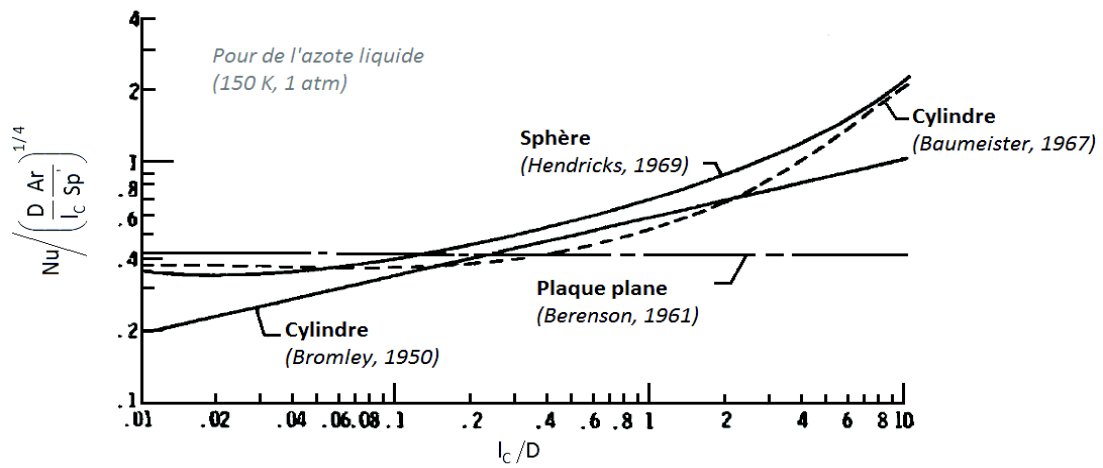
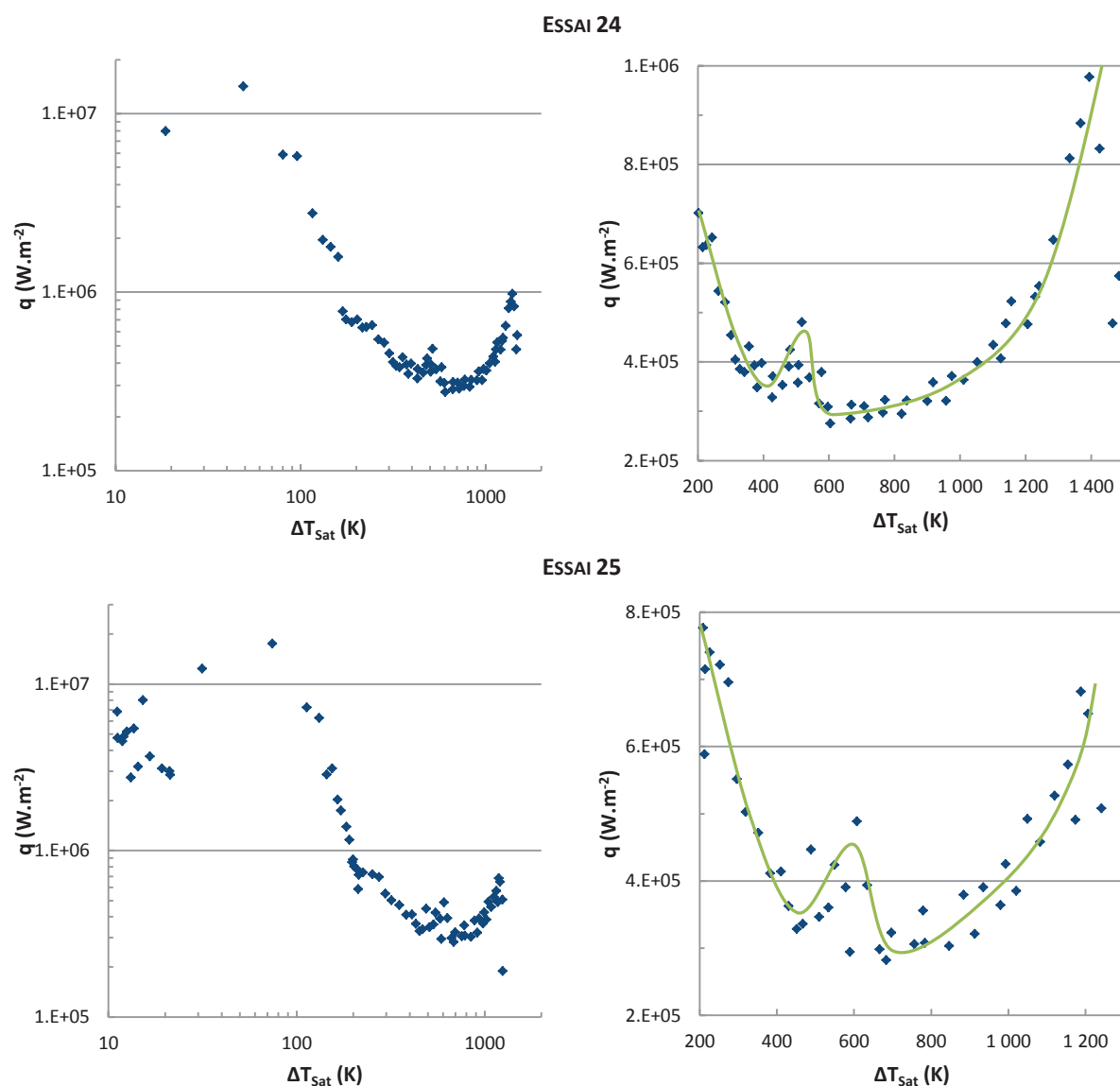


Figure A 4-2 - Influence de la taille et de la géométrie du système sur les transferts thermiques (Hendricks, 1970)

5. EXPÉRIENCE DE FARAHAT (1971) : COURBES D'ÉBULLITION

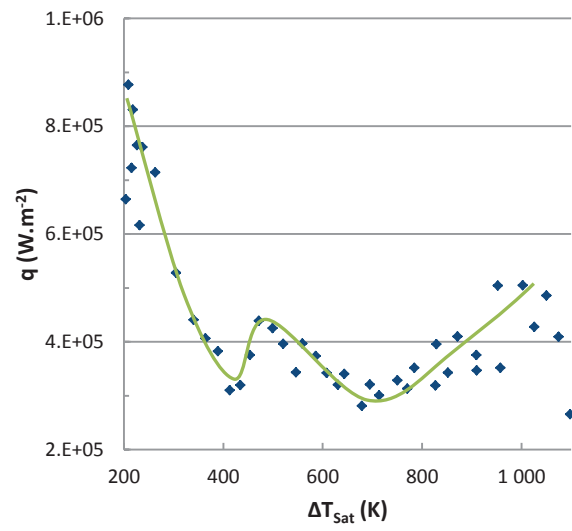
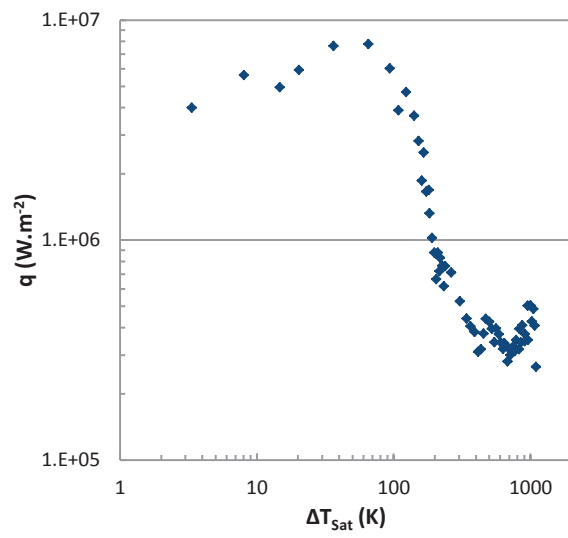
Les courbes d'ébullition *brutes* obtenues par Farahat dans ses essais¹ sont présentées dans cette annexe, accompagnées d'un zoom sur le régime d'ébullition en film (stable et instable). Les courbes utilisées pour les relevés de température et de flux de chaleur sont représentées (excepté pour les essais 28, 30 et 43 où les deux sous-régimes d'ébullition en film ne sont pas discernables).

Les courbes *lissées* par Farahat pour l'interprétation de ses essais sont également données dans cette annexe (elles sont disponibles uniquement pour les essais 24, 29, 35, 36, 38, 39 et 41 à 43).

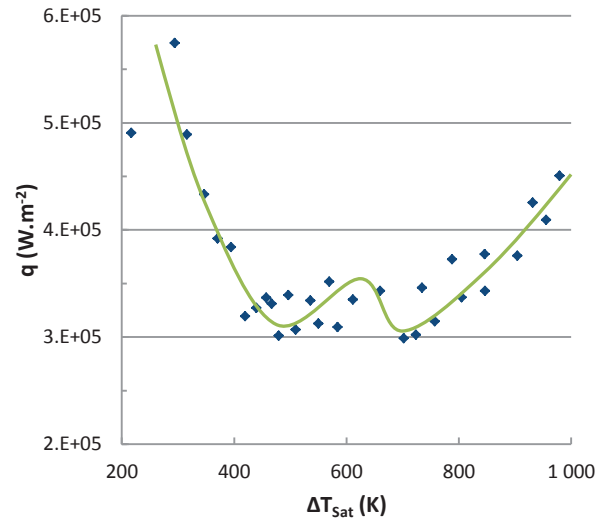
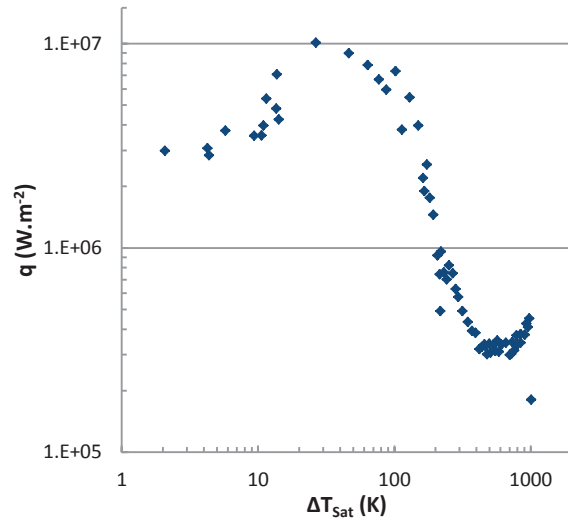


¹ On rappelle que seuls les essais au cours desquels l'ébullition en film a lieu sont considérés.

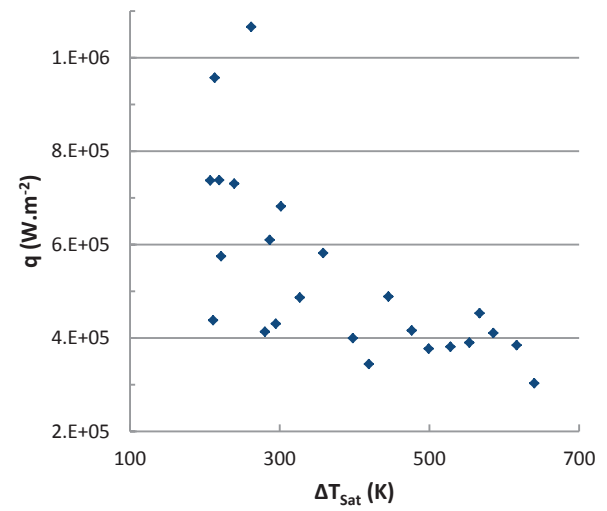
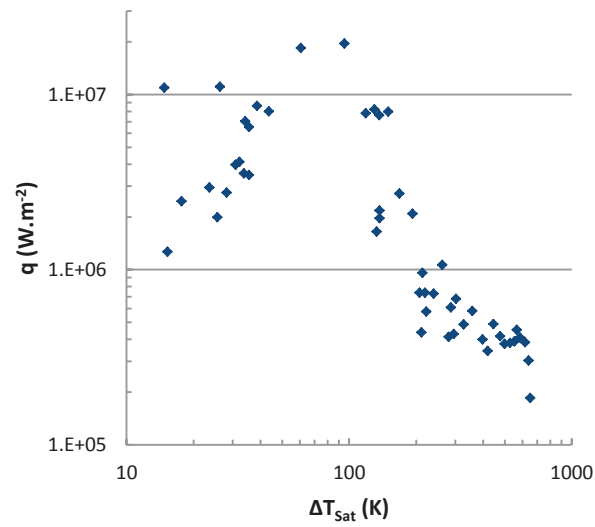
ESSAI 26



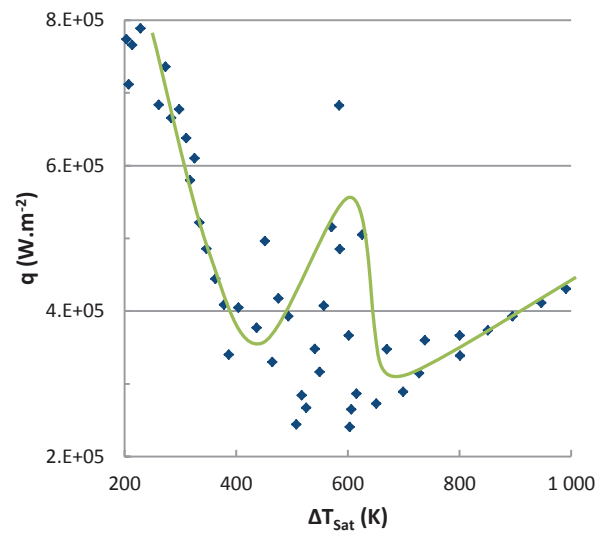
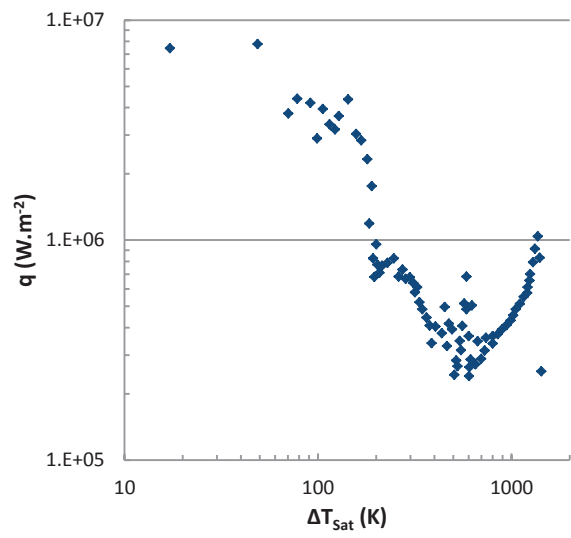
ESSAI 27



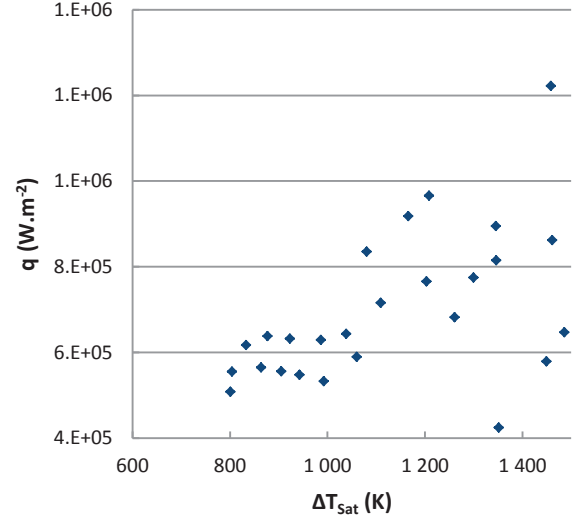
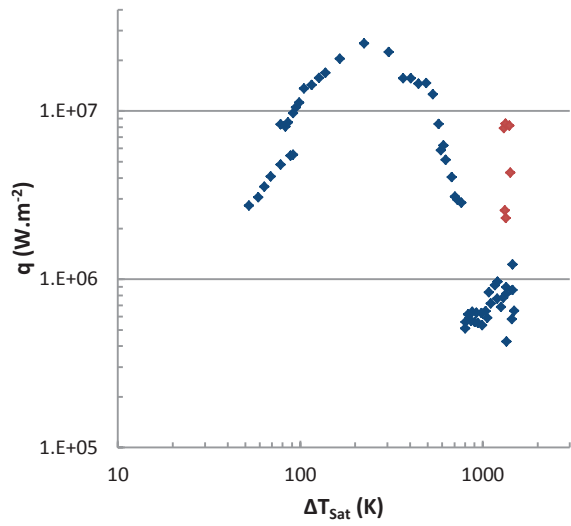
ESSAI 28



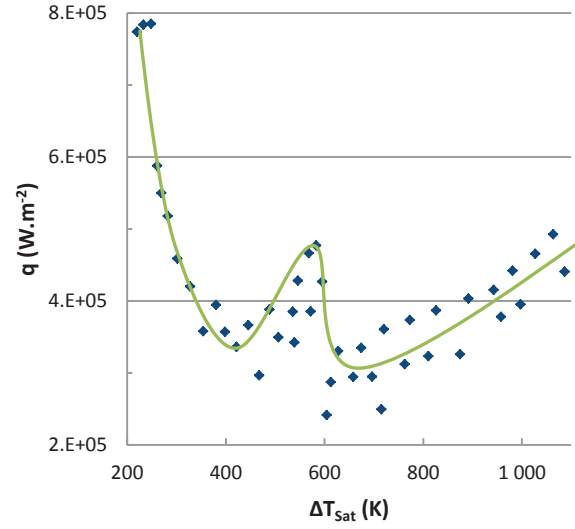
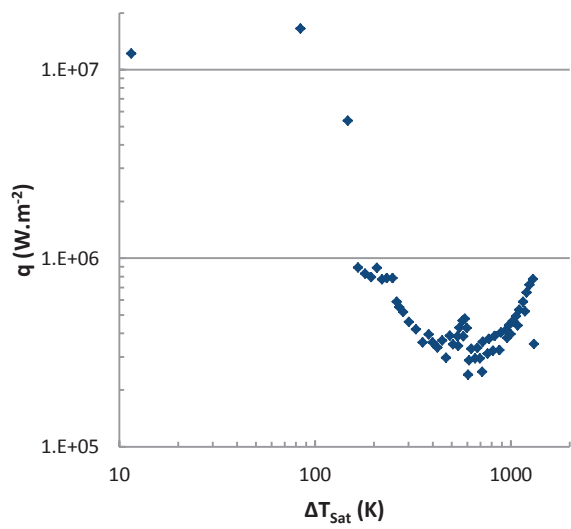
ESSAI 29



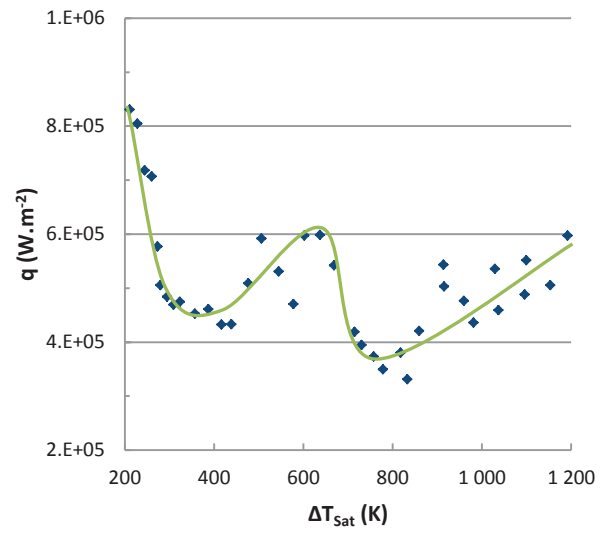
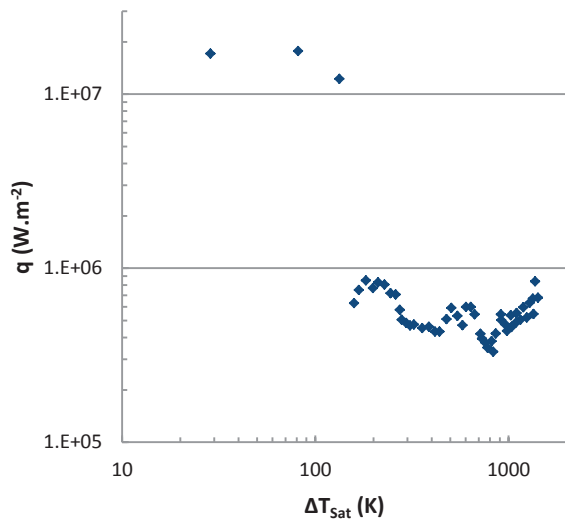
ESSAI 30



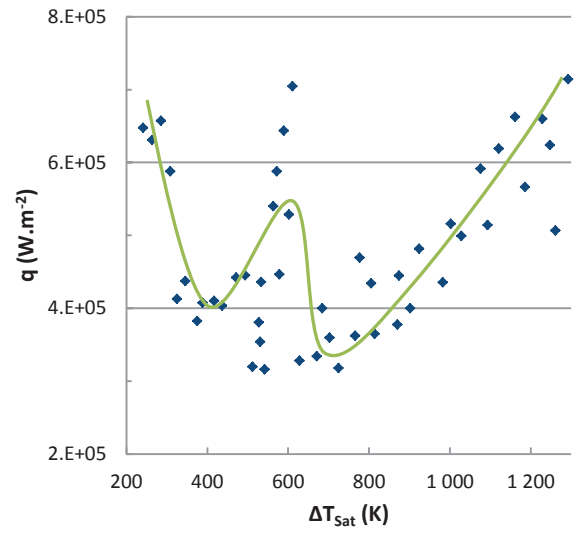
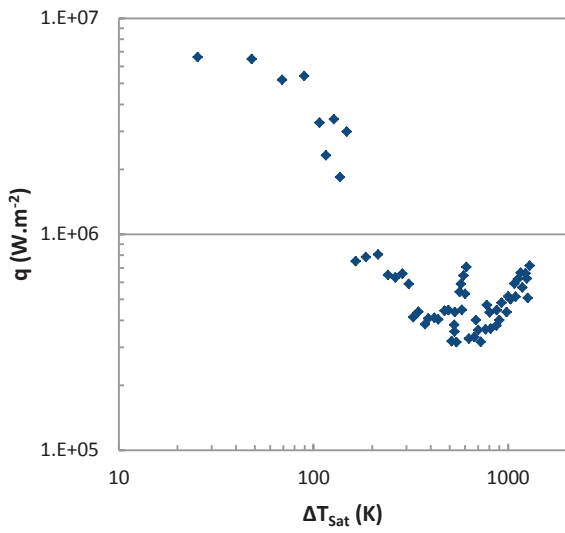
ESSAI 32



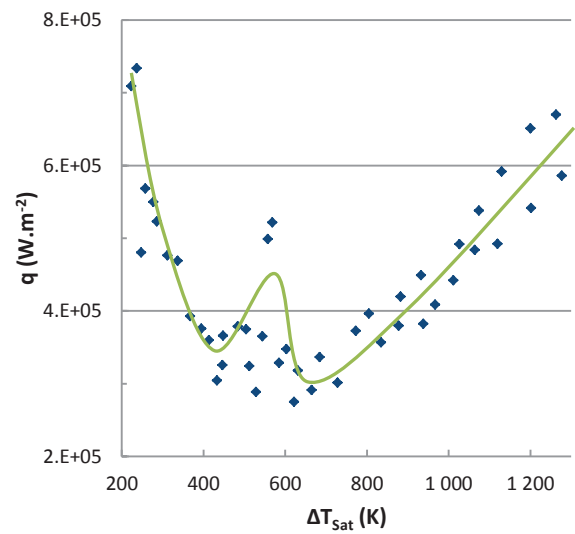
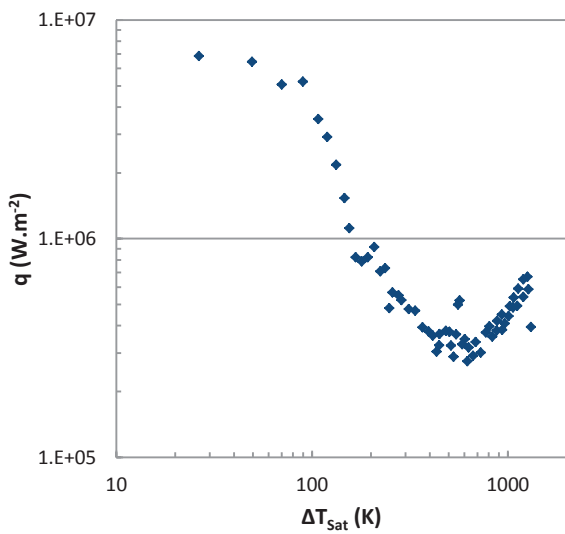
ESSAI 33



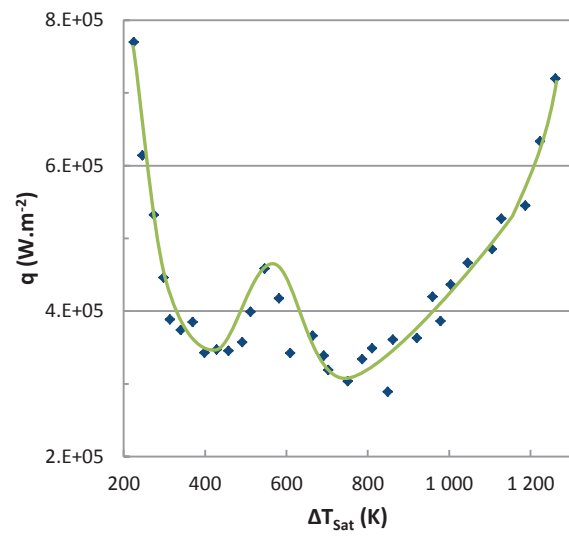
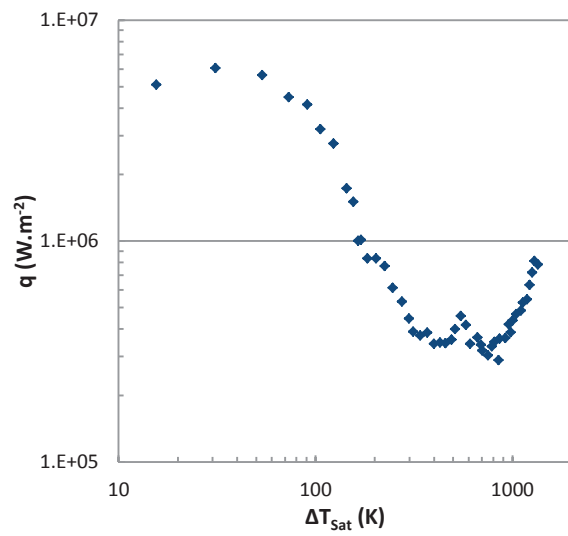
ESSAI 35



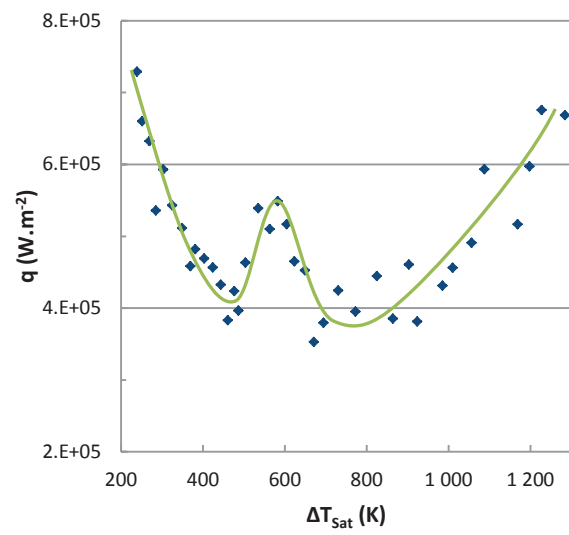
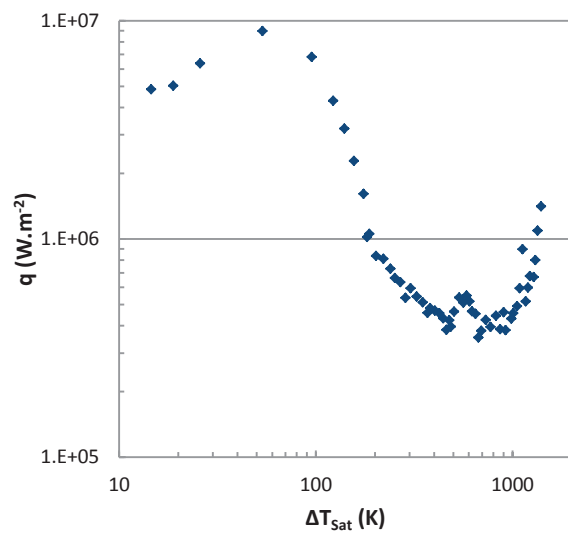
ESSAI 36



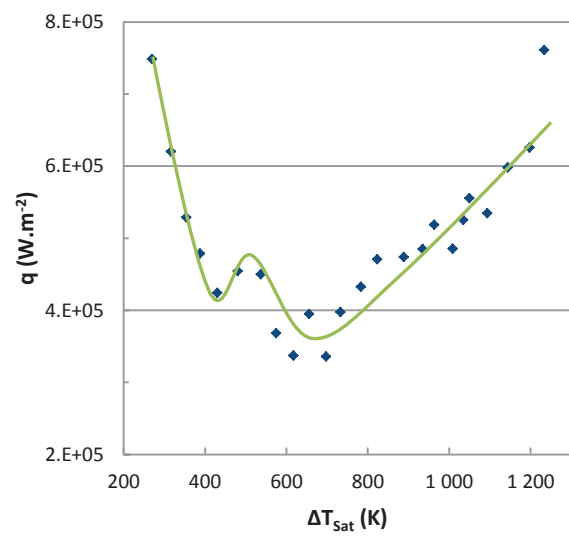
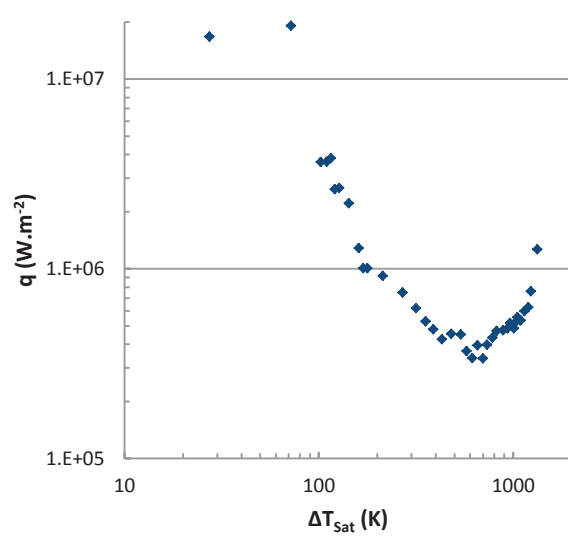
ESSAI 38



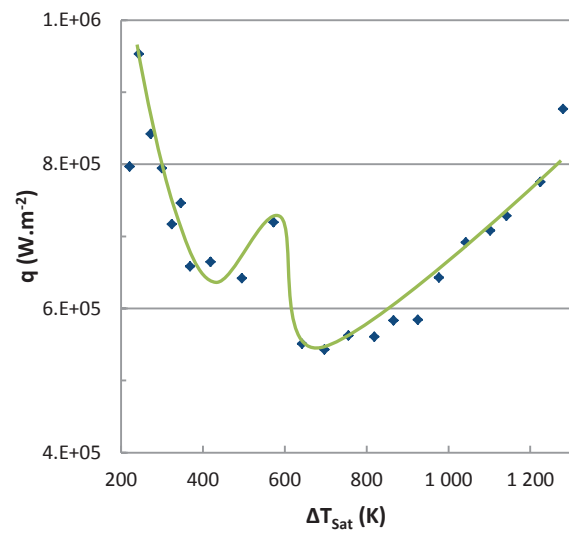
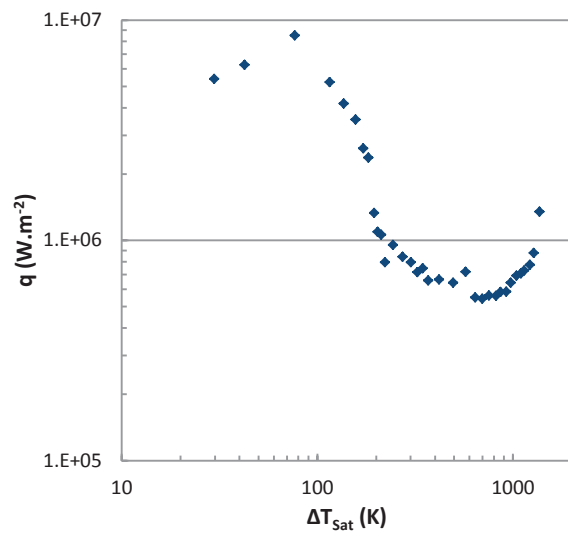
ESSAI 39



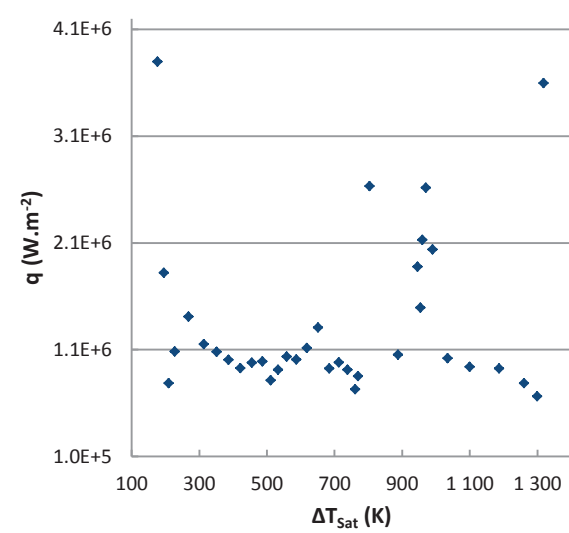
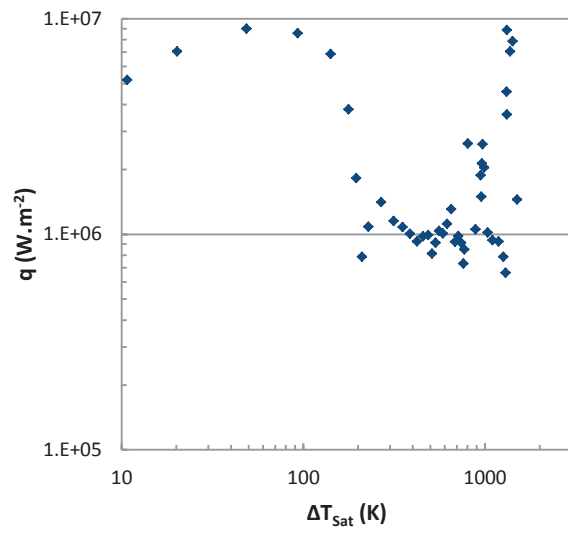
ESSAI 41



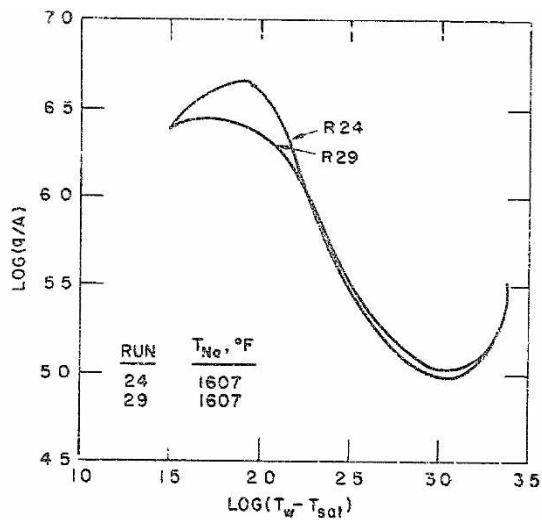
ESSAI 42



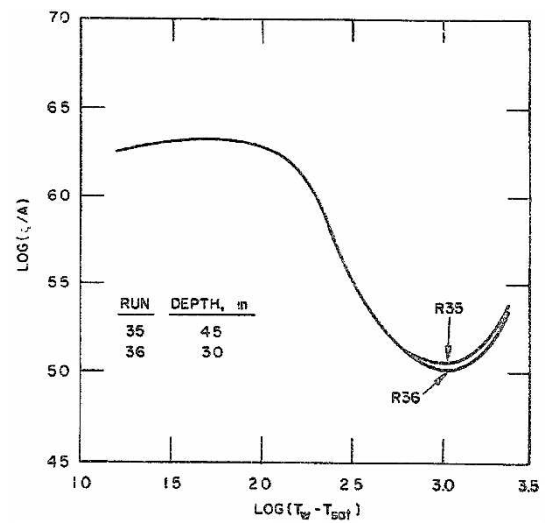
ESSAI 43



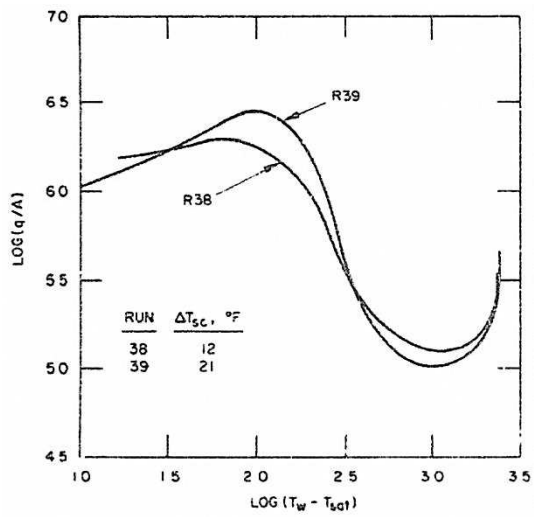
ESSAIS 24 ET 29



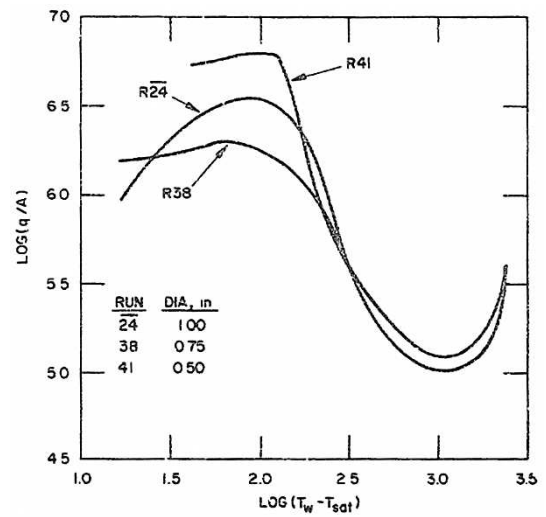
ESSAIS 35 ET 36



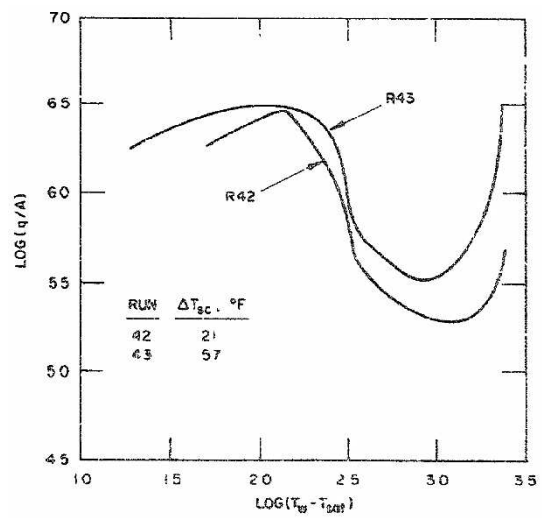
ESSAIS 38 ET 39



ESSAIS 24, 38 ET 41



ESSAIS 42 ET 43



6. VÉRIFICATION DES HYPOTHÈSES DU MODÈLE POUR LES ESSAIS DE FARAHAT

Les hypothèses du modèle d'ébullition en film développé (Chapitre 4), également utilisées dans l'analyse d'échelles (Chapitre 3), sont vérifiées dans le cadre de son application aux essais de Farahat. On utilise pour cela les résultats du modèle avec prise en compte du rayonnement de manière couplée.

6.1. TEMPÉRATURE DE SPHÈRE UNIFORME ET CONSTANTE (H1)

On vérifie que **la température de la sphère est uniforme** en calculant le nombre de Biot, défini par (A 6-1), pour l'ensemble des essais de Farahat.

$$Bi = \frac{hD}{\lambda_s} \quad (\text{A 6-1})$$

Où λ_s désigne la conductivité thermique de la sphère de tantale. Le coefficient d'échange h est déterminé à partir de la densité de flux maximale, $q_{\max, \exp}$, relevée sur les courbes d'ébullition expérimentales.

Essai	λ_s (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	Bi
28	62.2	0.33
27	63.9	0.18
26	64.0	0.20
25	64.7	0.23
41	64.9	0.12
36	65.0	0.21
42	65.1	0.13
35	65.1	0.22
38	65.1	0.18
32	65.1	0.23
29	65.4	0.29
33	65.4	0.24
24	65.5	0.27
39	65.6	0.29
43	65.6	1.07
30	65.8	0.32
Min.	62.2	0.12
Max.	65.8	1.07

Tableau A 6-1 - Estimation du nombre de Biot dans les essais de Farahat

Comme $Bi \ll 1$ (excepté pour l'essai 43, qui présente une valeur de $q_{\max, \exp}$ anormalement élevée), il est légitime de considérer T_s uniforme.

Pour l'analyse de **l'hypothèse d'une température de sphère constante**, on considère une sphère de diamètre D , à la température T_s , se refroidissant dans un bain de sodium en ébullition en film. Lors du passage d'une

particule fluide le long de la sphère, on souhaite estimer l'évolution de la température T_s pendant le temps de transit de la particule, dt , défini en convection forcée par :

$$dt_{CF} = \frac{D}{u_{\infty}} \quad (\text{A 6-2})$$

En convection naturelle, la vitesse de l'écoulement externe, u_{∞} , étant proche de 0, le temps caractéristique de convection de la particule est fonction de la vitesse de l'écoulement induit par la flottabilité :

$$dt_{CN} = \frac{D^2}{(g\beta_L\Delta T_L D^3)^{1/2}} \quad (\text{A 6-3})$$

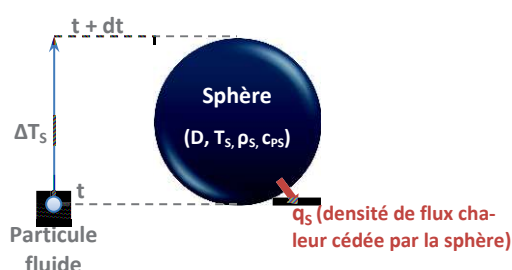


Figure A 6-1 - Passage d'une particule fluide au voisinage d'une sphère au cours de son refroidissement

A l'instant $t + dt$, la sphère s'est refroidie de ΔT_s , déterminé à partir de la conservation de l'énergie :

$$\pi D^2 q_s dt = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho_s c_{ps} \Delta T_s \quad (\text{A 6-4})$$

C'est-à-dire :

$$\Delta T_s = \frac{6 q_{sV} dt}{\rho_s c_{ps} D} \quad (\text{A 6-5})$$

On calcule ΔT_s pour les essais de Farahat dans le cas de la convection naturelle et de la convection forcée ($u_{\infty} = 37.8 \text{ cm.s}^{-1}$, correspondant à la vitesse d'immersion de la sphère). On utilise les densités de flux de chaleur maximales relevées sur les courbes ($q_{\max, \exp}$). On trouve que le refroidissement de la sphère est compris entre 38.8 K et 113.5 K en convection naturelle et 33.6 K et 67.2 K en convection forcée (excepté pour l'essai 43, exclu de l'étude). Or, comme mentionné dans les paragraphes 1.3 et 2.3 du Chapitre 2, les flux de chaleur sont globalement surestimés par l'existence de biais expérimentaux. Si l'on effectue la même estimation en corrigeant le flux expérimental uniquement de l'effet de la tige, on trouve un refroidissement de la sphère compris entre 24.1 K et 67.5 K en convection naturelle et 1.5 K et 17.5 K en convection forcée. **On considère donc que le problème peut donc être traité de manière quasi-statique.**

Essai	$T_{s, t=0}$ (K)	dt_{CN} (s)	$\Delta T_{s, CN}$ (K)	Écart (%)	dt_{CF} (ms)	$\Delta T_{s, CF}$ (K)	Écart (%)
28	1719.8	1.40	54.6	3.18	67.20	2.6	0.15
27	2132.0	1.40	51.1	2.40	67.20	2.5	0.11
26	2155.0	1.40	57.0	2.64	67.20	2.7	0.13
25	2340.7	1.40	74.3	3.17	67.20	3.6	0.15
41	2386.2	0.99	116.1	4.87	33.60	3.9	0.17

36	2415.8	0.76	38.8	1.61	67.20	3.4	0.14
42	2432.8	0.54	71.6	2.94	33.60	4.5	0.18
35	2444.8	0.76	41.1	1.68	67.20	3.6	0.15
38	2446.1	1.21	99.8	4.08	50.53	4.2	0.17
32	2451.7	0.94	55.4	2.26	67.20	4.0	0.16
29	2524.2	1.40	108.6	4.30	67.20	5.2	0.21
33	2526.3	0.65	40.8	1.61	67.20	4.2	0.17
24	2547.0	1.40	101.6	3.99	67.20	4.9	0.19
39	2552.1	0.82	113.5	4.45	50.53	7.0	0.28
43	2571.8	0.37	431.9	16.79	33.60	38.9	1.51
30	2610.7	0.53	47.1	1.80	67.20	6.0	0.23
Min.		0.37	38.83	1.61	33.60	2.45	0.11
Max.		1.40	431.93	16.79	67.20	38.89	1.51

Tableau A 6-2 - Évolution de la température de la sphère au passage d'une particule fluide

En convection naturelle - CN, et en convection forcée - CF, avec $u_{\infty} = 37.8 \text{ cm.s}^{-1}$.

6.2. INTERFACE L-V LISSE (H2)

▪ Analyse de l'hypothèse d'interface lisse vis-à-vis du phénomène de transfert de masse intense

Nous avons mis en cause, au paragraphe 1.2 du Chapitre 5, l'hypothèse d'interface lisse pour expliquer certains écarts entre modèle et expérience. On attribuait alors l'apparition d'instabilités au cisaillement à l'interface L-V. Le développement d'instabilités peut également être lié au phénomène de transfert de masse intense, comme dans des ondes de détonation, pour lequel Landau (1944) a établi un critère d'apparition des instabilités :

$$\dot{m}^4 < \frac{4\sigma g \rho_L^2}{\rho_L - \rho_V} \approx 4\sigma g \rho_V^2 \rho_L \quad \text{(A 6-6)}$$

Ce critère a été appliqué au phénomène d'évaporation intense (Maréchal, 1993). On choisit de l'utiliser pour vérifier l'hypothèse d'interface lisse dans le cas des essais de Farahat.

À partir de l'équation (A 6-6), on détermine une vitesse limite (équation (A 6-7)) au-delà de laquelle les instabilités se développent. Elle est comparée à la vitesse à l'interface L-V, v_{LV} , obtenue à partir du modèle.

$$v_{LV, \text{seuil}} = \left(\frac{4\sigma g \rho_L}{\rho_V^2} \right)^{1/4} \quad \text{(A 6-7)}$$

Comme indiqué dans le Tableau A 6-3, la vitesse v_{LV} à l'interface L-V (calculée en $\theta = 0$, là où elle est maximale) reste toujours inférieure à la $v_{LV, \text{seuil}}$: **l'interface L-V peut donc être supposée lisse.**

Essai	$v_{LV, \text{seuil}} \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$	$v_{LV} (\theta = 0) \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$
28	17.3	0.10
27	18.6	0.23
26	18.7	0.24

25	19.2	0.33
41	19.4	0.39
36	19.5	0.19
42	19.5	0.21
35	19.6	0.21
38	19.5	0.41
32	19.6	0.29
29	19.8	0.44
33	19.8	0.16
24	19.8	0.46
39	19.9	0.36
43	20.0	0.09
30	20.1	0.10
Min.	17.3	0.09
Max.	20.1	0.46

Tableau A 6-3 – Comparaison de la vitesse à l'interface L-V (évaluée à partir du modèle développé) à la vitesse seuil caractérisant l'apparition d'instabilités (d'après la théorie de Landau) pour l'ensemble des essais de Farahat

▪ **Analyse de l'hypothèse vis-à-vis de l'agitation de l'interface L-V**

Il serait également intéressant de pouvoir juger de l'agitation de l'interface L-V. À notre connaissance, aucun critère ne permet de caractériser l'apparition d'instabilités lors du phénomène d'ébullition en film. Le critère de Hsu et Westwater (Carey, 1992), selon lequel l'interface L-V devient turbulente lorsque Re_{δ_V} atteint une valeur suffisamment élevée ($Re_{\delta_V} > 100$, avec Re_{δ_V} défini par l'équation (A 6-8)), n'est pas suffisant. En effet, les instabilités se sont préalablement développées le long de l'interface avant qu'une telle valeur de Re_{δ_V} ne soit atteinte. Notons que d'après les valeurs de Re_{δ_V} calculées pour les essais de Farahat, l'interface L-V n'est pas turbulente.

$$Re_{\delta_V} = \frac{u_{LV}\delta_V}{\nu_V} \quad (\text{A 6-8})$$

Un critère empirique d'apparition des instabilités existe pour le phénomène de condensation en film sur une plaque. L'interface est considérée lisse tant que $Re_{\delta} = \frac{u_{LV}\delta}{\nu_V} < 5$, où δ est l'épaisseur du film liquide. Si l'on applique ce critère au cas de l'ébullition en film¹, on remarque que l'interface ne serait plus lisse à partir d'un certain angle θ le long de la sphère, variant de 1.2 rad (essai 24, à ΔT_{Sub} faible, ΔT_{Sat} élevée et grand D) à 2.35 rad (essai 43, à ΔT_{Sub} et ΔT_{Sat} élevés et faible D).

¹ On ne peut assurer de la validité de ce critère empirique pour le cas de l'ébullition en film sur une sphère.

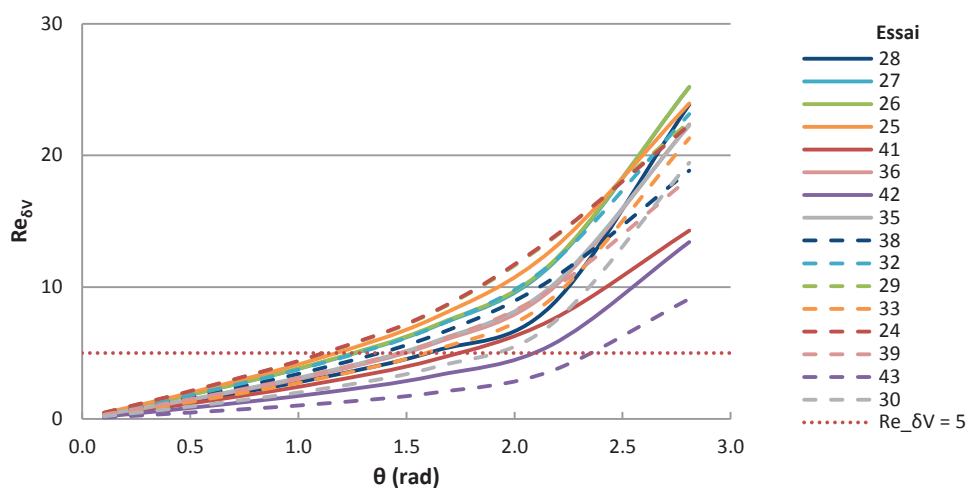


Figure A 6-2 – Évolution du nombre de Reynolds à l'interface L-V le long de la sphère dans les essais de Farahat, d'après les résultats fournis par le modèle

6.3. APPROXIMATION DE LA COUCHE LIMITE (H3)

On calcule le rapport entre l'épaisseur des couches limites et le diamètre de la sphère. On vérifie ainsi la validité de l'approximation de couche limite sur laquelle est basée le modèle.

Essai	D (cm)	δ_v (mm)	δ_v/D	δ_L^H (mm)	δ_L^H/D	δ_L^T (mm)	δ_L^T/D
28	2.54	0.25	0.01	0.37	0.01	5.79	0.23
27	2.54	0.36	0.01	0.33	0.01	5.25	0.21
26	2.54	0.36	0.01	0.33	0.01	5.23	0.21
25	2.54	0.41	0.02	0.32	0.01	5.10	0.20
41	1.27	0.35	0.03	0.27	0.02	4.28	0.34
36	2.54	0.33	0.01	0.34	0.01	5.35	0.21
42	1.27	0.27	0.02	0.29	0.02	4.53	0.36
35	2.54	0.34	0.01	0.34	0.01	5.31	0.21
38	1.91	0.41	0.02	0.30	0.02	4.70	0.25
32	2.54	0.39	0.02	0.33	0.01	5.14	0.20
29	2.54	0.47	0.02	0.32	0.01	5.00	0.20
33	2.54	0.31	0.01	0.35	0.01	5.42	0.21
24	2.54	0.48	0.02	0.32	0.01	4.99	0.20
39	1.91	0.39	0.02	0.30	0.02	4.72	0.25
43	1.27	0.20	0.02	0.32	0.03	4.99	0.39
30	2.54	0.26	0.01	0.37	0.01	5.76	0.23
Min.			0.01		0.01		0.20
Max.			0.03		0.03		0.39

Tableau A 6-4 - Validité de l'approximation de couche limite dans le liquide et le film de vapeur dans le modèle appliqué aux essais de Farahat

6.4. VARIATION DE PRESSION ET DE TEMPÉRATURE À L'INTERFACE L-V (H4 ET H5)

Dans un premier temps, on vérifie que l'effet de la tension superficielle est négligeable à l'interface L-V, i.e. $\sigma/R \ll P$. On trouve bien que le rapport $(\sigma/R)/P \ll 1$ ($9.5 \cdot 10^{-5} \leq (\sigma/R)/P \leq 19.1 \cdot 10^{-5}$).

Essai	$(\sigma/R)/P$ $\times 10^{-5}$
28	9.5
27	9.5
26	9.5
25	9.5
41	18.9
36	9.5
42	19.0
35	9.5
38	12.6
32	9.5
29	9.5
33	9.5
24	9.5
39	12.6
43	19.1
30	9.6
<i>Min.</i>	9.5
<i>Max.</i>	19.1

Tableau A 6-5 - Évaluation de l'effet de la tension interfaciale sur la pression à l'interface L-V

Dans les essais de Farahat, $P = 1$ bar.

Puis, on cherche à montrer que le déséquilibre thermodynamique à l'interface L-V (supposée lisse), caractérisé par un flux net d'évaporation, est négligeable. Autrement dit, il s'agit de montrer que les variations de pression et de température résultant du mécanisme d'évaporation-condensation sont suffisamment faibles pour pouvoir être négligées. Le cas échéant, on peut considérer qu'à l'interface L-V : $T_L = T_V = T_{\text{sat}}(P)$ et $P_L = P_V = P$.

Lors du phénomène d'évaporation-condensation à l'interface L-V, le transfert de masse associé à ce changement de phase peut être décrit par la théorie cinétique des gaz (Collier, 1996). Des molécules venant de la phase vapeur arrivent à l'interface L-V tandis que d'autres quittent la surface du liquide pour la phase vapeur. Lors de l'évaporation du liquide, un nombre plus important de molécules quittent l'interface par rapport au nombre de molécules arrivant à l'interface (inversement pour le mécanisme de condensation). L'équilibre est atteint lorsque les deux quantités de molécules sont égales.

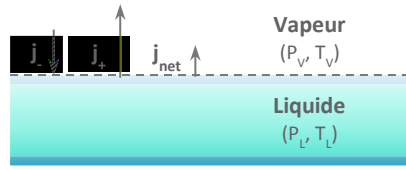


Figure A 6-3 - Schématisation des flux massiques de condensation (j_-), de vaporisation (j_+) et net (j_{net}) à l'interface L-V

Les flux massiques (en $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$) d'évaporation et de condensation sont définis par :

$$j_+ = \left(\frac{M}{2\pi R} \right)^{1/2} \left(\frac{P_L}{T_L^{1/2}} \right) \quad (\text{A 6-9})$$

$$j_- = \left(\frac{M}{2\pi R} \right)^{1/2} \left(\frac{P_V}{T_V^{1/2}} \right) \quad (\text{A 6-10})$$

M désigne la masse molaire (pour le sodium, $M = 22.9897 \text{ g.mol}^{-1}$), R la constante universelle des gaz parfaits ($R = 8.314 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$).

Le flux net d'évaporation (en $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$) à travers l'interface est alors donné par :

$$j_{net} = j_+ - j_- = \left(\frac{M}{2\pi R} \right)^{1/2} \left(\frac{P_L}{T_L^{1/2}} - \frac{P_V}{T_V^{1/2}} \right) \quad (\text{A 6-11})$$

En supposant le liquide à saturation ($T_L = T_{\text{Sat}}(P)$) et de faibles déséquilibres de pression ($\delta P = P_V - P$) et de température ($\delta T = T_V - T_{\text{Sat}}$), l'expression de j_{net} peut se réécrire de la manière suivante :

$$j_{net} = j_+ - j_- = - \left(\frac{M}{2\pi R T_{\text{Sat}}} \right)^{1/2} P \left(\frac{\delta P}{P} - \frac{\delta T}{2 T_{\text{Sat}}} \right) \quad (\text{A 6-12})$$

La relation de Clapeyron permet de définir la variation de pression d'équilibre en fonction de la température au cours d'un changement de phase :

$$\frac{\delta P}{\delta T} = \frac{h_{LV}}{T_{\text{Sat}}(v_{V,\text{Sat}} - v_{L,\text{Sat}})} \quad (\text{A 6-13})$$

D'où :

$$j_{net} = - \left(\frac{M}{2\pi R T_{\text{Sat}}} \right)^{1/2} \frac{\delta T}{T_{\text{Sat}}} \frac{h_{LV}}{(v_{V,\text{Sat}} - v_{L,\text{Sat}})} \left(1 - \frac{P(v_{V,\text{Sat}} - v_{L,\text{Sat}})}{2h_{LV}} \right) \quad (\text{A 6-14})$$

Le calcul du facteur $\left(1 - \frac{P(v_{V,\text{Sat}} - v_{L,\text{Sat}})}{2h_{LV}} \right)$ pour les essais de Farahat (Tableau A 6-6) donne :

$$0.993 \leq \left(1 - \frac{P(v_{V,\text{Sat}} - v_{L,\text{Sat}})}{2h_{LV}} \right) \leq 0.999, \text{ soit } \left(1 - \frac{P(v_{V,\text{Sat}} - v_{L,\text{Sat}})}{2h_{LV}} \right) \approx 1$$

L'équation (A 6-14) peut donc se réduire, en réutilisant l'équation de Clapeyron, à :

$$j_{\text{net}} = - \left(\frac{M}{2\pi R T_{\text{Sat}}} \right)^{1/2} \delta P$$

(A 6-15)

Le flux massique d'évaporation augmente avec la température de saturation, contrairement au flux massique de condensation, qui diminue quand la température augmente, à une pression donnée. Comme indiqué sur la Figure A 6-4, la température de saturation à la pression P correspond à l'intersection des droites j_+ et j_- .

Aux points A et A', intersections des droites j_+ et de j_- , le flux net de vaporisation est nul et le système est à l'équilibre. Si la pression passe de P à $P' = P - \delta P$ (point A à B), pour une température fixée, il y aura un flux net d'évaporation et la température de saturation correspondante sera $T_{\text{Sat}}(P') = T_{\text{Sat}}(P) - \delta T$. De même, il faut que la température de la vapeur passe de $T_{\text{Sat}}(P')$ à $T_{\text{Sat}}(P)$ (point A' à B) pour qu'il y ait évaporation.

Autrement dit, $j_{\text{net}} > 0$ si $\delta P = P_V - P_L < 0$, soit $\delta T = T_V - T_{\text{sat}}(P) > 0$.

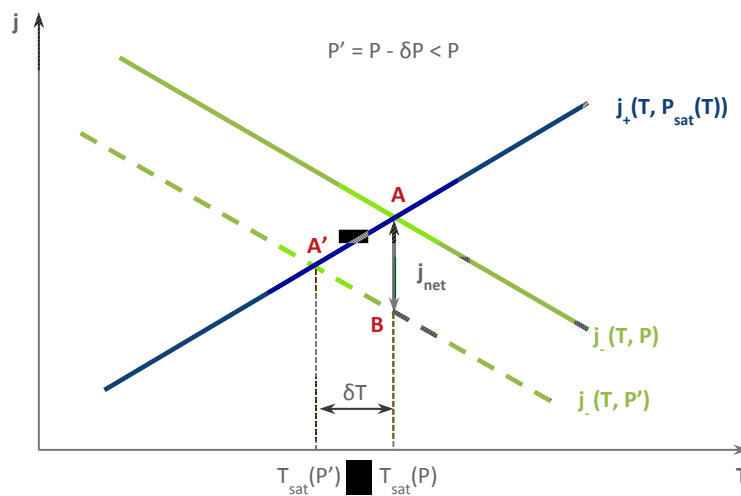


Figure A 6-4 - Évolution des flux massiques de condensation (j_-), de vaporisation (j_+) et net (j_{net}) en fonction de la température

Dans les essais, le flux net d'évaporation maximal correspond au cas où le flux évacué par la source chaude sert intégralement à vaporiser le liquide. Il est possible d'évaluer la variation de pression en fonction de j_{net} :

$$j_{\text{net}} h_{\text{LV}} \leq q_{\text{exp}} \text{ soit : } -\frac{\delta P}{P} \leq \frac{1}{P} \frac{q_{\text{exp}}}{h_{\text{LV}}} \left(\frac{M}{2\pi R T_{\text{Sat}}} \right)^{-1/2} = \left(-\frac{\delta P}{P} \right)_{\text{max}}$$

De même, à partir de la relation de Clapeyron, on évalue la variation de température :

$$-\frac{\delta T}{T_{\text{Sat}}} = -\delta P \frac{(v_{\text{V,Sat}} - v_{\text{L,Sat}})}{h_{\text{LV}}} \leq \frac{q_{\text{exp}}}{h_{\text{LV}}^2} (v_{\text{V,Sat}} - v_{\text{L,Sat}}) \left(\frac{M}{2\pi R T_{\text{Sat}}} \right)^{-1/2} = \left(-\frac{\delta T}{T_{\text{Sat}}} \right)_{\text{max}}$$

Lorsque l'on applique ces relations aux essais de Farahat, on constate que les variations de pression et de température à l'interface sont très faibles (Tableau A 6-6) :

$$\left(-\frac{\delta P}{P} \right) \leq 3.2 \cdot 10^{-2} \text{ et } \left(-\frac{\delta T}{T_{\text{Sat}}} \right) \leq 6.9 \cdot 10^{-5}$$

Le déséquilibre thermodynamique à l'interface L-V n'est donc pas significatif et peut, par conséquent, être négligé.

Essai	$1 - \frac{P}{2h_{LV}}(v_{V,Sat} - v_{L,Sat})$	$\left(-\frac{\delta P}{P}\right)_{\max}$	$\left(-\frac{\delta T}{T_{Sat}}\right)_{\max}$
28	0.993	$1.9 \cdot 10^{-3}$	$2.7 \cdot 10^{-5}$
27	0.997	$1.9 \cdot 10^{-3}$	$9.5 \cdot 10^{-6}$
26	0.998	$2.1 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-5}$
25	0.998	$2.8 \cdot 10^{-3}$	$9.3 \cdot 10^{-6}$
41	0.998	$3.1 \cdot 10^{-3}$	$9.5 \cdot 10^{-6}$
36	0.999	$2.8 \cdot 10^{-3}$	$7.9 \cdot 10^{-6}$
42	0.999	$3.6 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-5}$
35	0.999	$2.9 \cdot 10^{-3}$	$8.0 \cdot 10^{-6}$
38	0.999	$3.3 \cdot 10^{-3}$	$9.1 \cdot 10^{-6}$
32	0.999	$3.2 \cdot 10^{-3}$	$8.5 \cdot 10^{-6}$
29	0.999	$4.3 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-5}$
33	0.999	$3.5 \cdot 10^{-3}$	$8.0 \cdot 10^{-6}$
24	0.999	$4.0 \cdot 10^{-3}$	$9.0 \cdot 10^{-6}$
39	0.999	$5.8 \cdot 10^{-3}$	$1.3 \cdot 10^{-5}$
43	0.999	$3.2 \cdot 10^{-2}$	$6.9 \cdot 10^{-5}$
30	0.999	$5.0 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-5}$
Min.	0.993	$1.9 \cdot 10^{-3}$	$7.9 \cdot 10^{-6}$
Max.	0.999	$3.2 \cdot 10^{-2}$	$6.9 \cdot 10^{-5}$

Tableau A 6-6 - Évaluation du déséquilibre thermodynamique à l'interface L-V dans les essais de Farahat

6.5. ÉCOULEMENTS LAMINAIRES ET INCOMPRESSIBLES (H7)

On vérifie que les écoulements liquide (dans la couche limite hydrodynamique) et vapeur (dans le film) sont laminaires, i.e. :

- $Re_L < Re_{Crt,plaque} \approx 5.0 \cdot 10^5$ (l'écoulement liquide est considéré comme un écoulement sur une plaque de longueur caractéristique D), avec $Re_L = u_L D / \nu_L$,
- $Re_V < Re_{Crt,conduite} \approx 2200$ (l'écoulement vapeur est assimilé à un écoulement entre deux plaques espacées de δ_V), avec $Re_V = u_V \delta_V / \nu_V$.

Essai	$Re_L (\theta = 0)^{(*)}$	$Re_L (\theta = \theta_{div})^{(*)}$	$Re_V (\theta = 0)^{(**)}$	$Re_V (\theta = \theta_{div})^{(**)}$
28	$1.26 \cdot 10^4$	$3.21 \cdot 10^5$	0.9	97.0
27	$1.53 \cdot 10^4$	$3.43 \cdot 10^5$	1.9	149.5
26	$1.54 \cdot 10^4$	$3.43 \cdot 10^5$	1.9	152.2
25	$1.62 \cdot 10^4$	$3.42 \cdot 10^5$	2.4	164.8
41	$5.75 \cdot 10^3$	$1.22 \cdot 10^5$	1.4	97.6
36	$1.48 \cdot 10^4$	$3.38 \cdot 10^5$	1.3	127.1
42	$5.16 \cdot 10^3$	$1.20 \cdot 10^5$	0.7	74.7
35	$1.50 \cdot 10^4$	$3.39 \cdot 10^5$	1.4	125.4

38	$1.08 \cdot 10^4$	$2.22 \cdot 10^5$	2.1	139.2
32	$1.60 \cdot 10^4$	$3.42 \cdot 10^5$	2.0	155.1
29	$1.68 \cdot 10^4$	$3.34 \cdot 10^5$	3.0	175.9
33	$1.44 \cdot 10^4$	$3.35 \cdot 10^5$	1.1	121.2
24	$1.69 \cdot 10^4$	$3.32 \cdot 10^5$	3.1	181.6
39	$1.07 \cdot 10^4$	$2.23 \cdot 10^5$	1.8	129.7
43	$4.27 \cdot 10^3$	$1.11 \cdot 10^5$	0.3	40.9
30	$1.28 \cdot 10^4$	$3.22 \cdot 10^5$	0.6	99.9
Min.	$4.27 \cdot 10^3$	$1.11 \cdot 10^5$	0.3	40.9
Max.	$1.69 \cdot 10^4$	$3.43 \cdot 10^5$	3.1	181.6

Tableau A 6-7 - Calcul du nombre de Reynolds dans la couche limite liquide et le film de vapeur d'après les résultats du modèle pour les essais de Farahat

(*) On choisit $u_L(\theta) = u_{L,Max}(\theta)$, c'est-à-dire la vitesse interfaciale $u_{LV}(\theta)$. (**) On choisit $u_V(\theta) = u_{V,Max}(\theta)$ dans le film de vapeur.

Dans le Tableau A 6-7, les nombres de Reynolds sont évaluées en choisissant la vitesse maximale de l'écoulement en $\theta = 0$ et θ_{div} , évaluée à partir du modèle. D'après les valeurs de Re_L et Re_V calculées, **l'hypothèse d'un écoulement laminaire dans la couche limite liquide et le film de vapeur est acceptable.**

Pour vérifier l'hypothèse d'incompressibilité de l'écoulement, on calcule le nombre de Mach, Ma , rapport de la vitesse locale du fluide et de la célérité du son dans le milieu environnant (si $Ma < 0.3$, les effets de compression peuvent être négligés). Dans le liquide, la célérité du son est calculée à partir de la formulation proposée par (Fink, 1995), pour $371 \text{ K} \leq T_L \leq 1173 \text{ K}$:

$$c_L(\text{m.s}^{-1}) = 2660.7 - 0.37667 T - 9.0356 \cdot 10^{-5} T^2 \quad (\text{A 6-16})$$

Dans les essais de Farahat, T_L est comprise entre 1137.7 K et 1150.2 K, d'où $2107.9 \text{ m.s}^{-1} \leq c_L \leq 2115.2 \text{ m.s}^{-1}$. On choisit par ailleurs la vitesse maximale dans le liquide, i.e. celle à l'interface L-V en θ_{div} ($1.74 \text{ m.s}^{-1} \leq u_{LV}(\theta = \theta_{div}) \leq 2.70 \text{ m.s}^{-1}$). On en conclut que $Ma_L \ll 1$ pour l'ensemble des essais.

On évalue la célérité du son dans la vapeur en assimilant la vapeur de sodium à un gaz parfait :

$$c_V(\text{m.s}^{-1}) = \left(\frac{c_{pV}/c_{vV}}{\rho_V} p \right)^{1/2} \quad (\text{A 6-17})$$

On trouve : $898.6 \text{ m.s}^{-1} \leq c_V \leq 1146.6 \text{ m.s}^{-1}$. De plus, comme $7.8 \text{ m.s}^{-1} \leq u_{V,Max}(\theta_{div}) \leq 21.3 \text{ m.s}^{-1}$, on obtient : $Ma_V \ll 1$.

Pour tous les essais, Ma_L et Ma_V sont inférieurs à 0.3. **L'hypothèse d'incompressibilité des écoulements liquide et vapeur est donc valable.**

7. RÉSULTATS DU MODÈLE

Essai	En $\theta = 0$					q moyen					q intégré de 0 à θ_{div}										$Q_{conv}(\theta_{div})$ W	Q_r W	θ_{div} rad
	W_{LV} $\times 10^{-3}$	δ_V mm	δ_L^H mm	δ_L^T mm	\dot{m} $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$	q_{sv}	q_{vi}	q_{il}	q_{vapiV}	q_{vapLi}	q_{svm}	q_r	q_{totm}	Q_{sv} W	Q_{vi} W	Q_{iL} W	Q_{vapiV} W	Q_{vapLi} W	\dot{M} $\times 10^5$ kg.s^{-1}				
28	6.21	0.23	0.38	5.96	0.02	0.14	0.13	0.07	0.08	0.02	0.10	0.02	0.12	208.8	210.2	104.2	136.2	30.3	2.7	138.0	40.2	2.87	
27	7.39	0.30	0.35	5.46	0.03	0.19	0.18	0.08	0.14	0.03	0.15	0.07	0.21	295.8	294.1	115.6	229.4	50.9	4.5	234.8	131.8	2.82	
26	7.44	0.31	0.35	5.44	0.03	0.20	0.18	0.08	0.14	0.03	0.15	0.07	0.22	300.4	298.3	116.1	234.3	52.0	4.6	239.9	139.2	2.81	
25	7.82	0.34	0.34	5.31	0.03	0.22	0.20	0.08	0.16	0.04	0.17	0.11	0.27	336.9	332.3	119.8	273.2	60.7	5.4	281.4	211.6	2.80	
41	5.59	0.29	0.28	4.44	0.04	0.27	0.25	0.09	0.20	0.04	0.20	0.12	0.32	102.8	105.8	37.5	87.9	19.5	1.7	86.6	57.3	2.79	
36	6.58	0.25	0.37	5.80	0.01	0.31	0.30	0.25	0.07	0.02	0.24	0.10	0.34	476.6	486.2	373.9	144.3	32.0	2.9	150.9	199.6	2.88	
42	4.68	0.21	0.31	4.86	0.02	0.37	0.36	0.30	0.09	0.02	0.28	0.10	0.38	142.7	150.5	115.3	45.2	10.0	0.9	45.6	50.3	2.87	
35	6.65	0.25	0.37	5.77	0.01	0.32	0.31	0.25	0.08	0.02	0.24	0.11	0.35	482.1	491.6	376.3	148.3	32.9	2.9	155.2	213.1	2.87	
38	6.95	0.33	0.31	4.88	0.04	0.25	0.23	0.08	0.19	0.04	0.19	0.13	0.32	216.9	216.5	75.0	181.8	40.4	3.6	184.9	147.8	2.78	
32	7.37	0.30	0.35	5.47	0.02	0.27	0.26	0.17	0.12	0.03	0.21	0.12	0.33	415.8	419.0	257.6	207.5	46.1	4.1	216.2	241.6	2.83	
29	8.14	0.36	0.33	5.20	0.04	0.24	0.22	0.08	0.18	0.04	0.18	0.16	0.34	371.9	364.1	122.9	310.0	68.8	6.1	321.4	306.5	2.77	
33	6.20	0.23	0.38	5.98	0.01	0.38	0.37	0.33	0.06	0.01	0.28	0.11	0.40	571.0	584.8	490.4	121.4	26.9	2.4	127.9	228.5	2.89	
24	8.18	0.37	0.33	5.19	0.04	0.25	0.22	0.08	0.19	0.04	0.19	0.16	0.35	376.3	368.0	123.3	314.6	69.9	6.2	326.4	320.3	2.77	
39	6.57	0.29	0.32	5.02	0.03	0.30	0.29	0.18	0.14	0.03	0.23	0.15	0.38	264.0	269.2	161.4	138.6	30.8	2.7	142.8	166.4	2.82	
43	3.72	0.15	0.35	5.46	0.01	0.58	0.57	0.55	0.04	0.01	0.43	0.10	0.53	217.5	228.8	208.4	26.2	5.8	0.5	26.9	48.4	2.93	
30	5.35	0.19	0.41	6.44	0.01	0.49	0.49	0.46	0.03	0.01	0.36	0.11	0.48	739.5	758.6	690.2	88.0	19.5	1.7	93.4	223.3	2.92	
Min.	3.72	0.15	0.28	4.44	0.01	0.14	0.13	0.07	0.03	0.01	0.10	0.02	0.12	102.78	105.81	37.46	26.18	5.81	0.52	26.87	40.22	2.77	
Max.	8.18	0.37	0.41	6.44	0.04	0.58	0.57	0.55	0.20	0.04	0.43	0.16	0.53	739.49	758.63	690.18	314.59	69.86	6.22	326.44	320.28	2.93	

Tableau A 7-1 - Résultats du modèle d'ébullition en film avec prise en compte du rayonnement de manière additive pour les essais de Farahat

Les densités de flux, q, sont exprimées en MW.m^{-2} .

Essai	En $\theta = 0$ rad					q moyen				q intégré de 0 à θ_{div}										\dot{M} $\times 10^5$ kg.s^{-1}	$Q_{conv}(\theta_{div})$ W	Q_r W	θ_{div} rad
	W_{LV} $\times 10^{-3}$	δ_V mm	δ_L^H mm	δ_L^T mm	\dot{m} $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$	q_{sv}	q_{vi}	q_{il}	q_{vapiv}	q_{vapLi}	q_{svm}	q_r	q_{totm}	Q_{sv} W	Q_{vi} W	Q_{il} W	Q_{vapiv} W	Q_{vapLi} W					
28	6.57	0.25	0.37	5.79	0.02	0.12	0.12	0.07	0.10	0.02	0.09	0.03	0.12	189.9	188.4	108.0	183.2	40.7	3.62	184.5	58.8	2.81	
27	7.98	0.36	0.33	5.25	0.04	0.17	0.15	0.08	0.20	0.04	0.12	0.09	0.21	250.3	235.6	121.8	379.9	84.4	7.51	383.6	168.6	2.71	
26	8.04	0.36	0.33	5.23	0.04	0.17	0.15	0.08	0.21	0.05	0.12	0.09	0.22	253.0	237.1	122.5	393.2	87.3	7.77	397.0	177.1	2.70	
25	8.47	0.41	0.32	5.10	0.05	0.18	0.16	0.08	0.27	0.06	0.13	0.13	0.27	271.6	243.8	126.5	508.5	112.9	10.05	513.9	255.2	2.63	
41	6.01	0.35	0.27	4.28	0.06	0.23	0.20	0.10	0.32	0.07	0.17	0.15	0.31	84.6	80.7	39.8	156.4	34.7	3.09	149.9	69.9	2.64	
36	7.72	0.33	0.34	5.35	0.03	0.24	0.23	0.27	0.15	0.03	0.18	0.16	0.33	357.4	347.6	415.7	329.1	73.1	6.50	337.9	301.6	2.72	
42	5.39	0.27	0.29	4.53	0.03	0.30	0.28	0.32	0.16	0.04	0.22	0.16	0.38	111.1	113.7	127.9	94.7	21.0	1.87	93.0	78.3	2.75	
35	7.83	0.34	0.34	5.31	0.03	0.24	0.23	0.27	0.16	0.03	0.18	0.16	0.34	358.1	346.6	419.1	346.2	76.9	6.84	355.4	317.6	2.71	
38	7.50	0.41	0.30	4.70	0.06	0.21	0.17	0.09	0.32	0.07	0.15	0.16	0.32	172.6	154.7	79.3	348.5	77.4	6.89	345.5	174.9	2.60	
32	8.36	0.39	0.33	5.14	0.04	0.21	0.19	0.18	0.23	0.05	0.16	0.17	0.32	315.3	291.8	280.4	458.1	101.7	9.05	466.9	317.4	2.65	
29	8.79	0.47	0.32	5.00	0.07	0.20	0.16	0.08	0.34	0.08	0.14	0.19	0.33	285.4	241.3	129.1	641.8	142.5	12.68	648.5	351.3	2.54	
33	7.54	0.31	0.35	5.42	0.02	0.28	0.27	0.36	0.12	0.03	0.20	0.19	0.39	409.1	401.8	557.9	309.2	68.7	6.11	319.6	369.9	2.73	
24	8.82	0.48	0.32	4.99	0.07	0.20	0.16	0.08	0.35	0.08	0.14	0.20	0.34	286.7	240.3	129.3	659.4	146.4	13.03	666.3	364.4	2.53	
39	7.43	0.39	0.30	4.72	0.05	0.24	0.21	0.20	0.27	0.06	0.17	0.20	0.37	197.8	183.2	176.0	314.8	69.9	6.22	315.0	213.4	2.62	
43	4.46	0.20	0.32	4.99	0.01	0.45	0.45	0.60	0.07	0.02	0.32	0.21	0.53	162.7	170.3	235.9	56.3	12.5	1.11	56.6	99.9	2.71	
30	6.69	0.26	0.37	5.76	0.01	0.36	0.35	0.52	0.07	0.02	0.26	0.22	0.48	519.6	521.7	800.8	232.0	51.5	4.59	242.0	432.6	2.77	
Min.	4.46	0.20	0.27	4.28	0.01	0.12	0.12	0.07	0.07	0.02	0.09	0.03	0.12	84.57	80.72	39.75	56.25	12.49	1.11	56.62	58.84	2.53	
Max.	8.82	0.48	0.37	5.79	0.07	0.45	0.45	0.60	0.35	0.08	0.32	0.22	0.53	519.59	521.75	800.83	659.40	146.43	13.03	666.34	432.63	2.81	

Tableau A 7-2 - Résultats du modèle d'ébullition en film avec prise en compte du rayonnement de manière couplée pour les essais de Farahat

Les densités de flux, q, sont exprimées en MW.m^{-2} .

Essai	En $\theta = 0$					q moyen							q intégré de 0 à θ_{div}								Q_r
	W_{LV}	δ_V	δ_L^H	δ_L^T	\dot{m}	q_{sv}	q_{vi}	q_{il}	q_{vapiV}	q_{vapLi}	q_{svm}	q_r	q_{totm}	Q_{sv}	Q_{vi}	Q_{il}	Q_{vapiV}	Q_{vapLi}	\dot{M}	$Q_{conv}(\theta_{div})$	
28	0.95	0.92	1.03	1.03	0.79	1.09	1.10	0.97	0.79	0.79	1.10	0.68	1.00	1.10	1.12	0.96	0.74	0.74	0.74	0.75	0.68
27	0.93	0.85	1.04	1.04	0.67	1.16	1.21	0.96	0.67	0.67	1.18	0.76	1.01	1.18	1.25	0.95	0.60	0.60	0.60	0.61	0.78
26	0.93	0.85	1.04	1.04	0.66	1.16	1.22	0.96	0.66	0.66	1.19	0.77	1.01	1.19	1.26	0.95	0.60	0.60	0.60	0.60	0.79
25	0.92	0.81	1.04	1.04	0.60	1.20	1.30	0.96	0.60	0.60	1.24	0.80	1.02	1.24	1.36	0.95	0.54	0.54	0.54	0.55	0.83
41	0.93	0.83	1.04	1.04	0.63	1.18	1.27	0.96	0.63	0.63	1.22	0.79	1.02	1.22	1.31	0.94	0.56	0.56	0.56	0.58	0.82
36	0.85	0.77	1.08	1.08	0.50	1.29	1.34	0.92	0.50	0.50	1.33	0.64	1.01	1.33	1.40	0.90	0.44	0.44	0.44	0.45	0.66
42	0.87	0.79	1.07	1.07	0.54	1.25	1.29	0.93	0.54	0.54	1.28	0.63	1.01	1.28	1.32	0.90	0.48	0.48	0.48	0.49	0.64
35	0.85	0.76	1.09	1.09	0.49	1.30	1.36	0.92	0.49	0.49	1.35	0.65	1.01	1.35	1.42	0.90	0.43	0.43	0.43	0.44	0.67
38	0.93	0.80	1.04	1.04	0.58	1.21	1.33	0.96	0.58	0.58	1.26	0.81	1.02	1.26	1.40	0.95	0.52	0.52	0.52	0.54	0.84
32	0.88	0.77	1.07	1.07	0.51	1.27	1.37	0.94	0.51	0.51	1.32	0.73	1.02	1.32	1.44	0.92	0.45	0.45	0.45	0.46	0.76
29	0.93	0.77	1.04	1.04	0.54	1.24	1.41	0.96	0.54	0.54	1.30	0.82	1.03	1.30	1.51	0.95	0.48	0.48	0.48	0.50	0.87
33	0.82	0.74	1.10	1.10	0.45	1.34	1.39	0.91	0.45	0.45	1.40	0.60	1.01	1.40	1.46	0.88	0.39	0.39	0.39	0.40	0.62
24	0.93	0.77	1.04	1.04	0.53	1.25	1.43	0.96	0.53	0.53	1.31	0.83	1.03	1.31	1.53	0.95	0.48	0.48	0.48	0.49	0.88
39	0.89	0.76	1.06	1.06	0.50	1.28	1.40	0.94	0.50	0.50	1.33	0.75	1.02	1.33	1.47	0.92	0.44	0.44	0.44	0.45	0.78
43	0.83	0.78	1.09	1.09	0.52	1.28	1.29	0.91	0.52	0.52	1.34	0.47	1.00	1.34	1.34	0.88	0.47	0.47	0.47	0.47	0.48
30	0.80	0.73	1.12	1.12	0.44	1.36	1.38	0.89	0.44	0.44	1.42	0.50	1.00	1.42	1.45	0.86	0.38	0.38	0.38	0.39	0.52
Min	0.80	0.73	1.03	1.03	0.44	1.09	1.10	0.89	0.44	0.44	1.10	0.47	1.00	1.10	1.12	0.86	0.38	0.38	0.38	0.39	0.48
Max	0.95	0.92	1.12	1.12	0.79	1.36	1.43	0.97	0.79	0.79	1.42	0.83	1.03	1.42	1.53	0.96	0.74	0.74	0.74	0.75	0.88

Tableau A 7-3 - Comparaison des résultats du modèle d'ébullition en film avec prise en compte du rayonnement de manière additive et couplée pour les essais de Farahat

Calcul du rapport X_{RA}/X_{RC} , où X est la grandeur indiquée en tête de chaque colonne.

8. COMPLÉMENTS SUR L'ÉTUDE SIMPLIFIÉE DE LA TRANSITION FILM STABLE - FILM INSTABLE

Dans les expériences d'interaction entre une goutte d'étain (Sn) et de l'eau, Dullforce et al. (1976) ont pu établir dans le diagramme (T_{Sn} , T_{H2O}) une zone où une explosion spontanée avait lieu (Figure A 8-3). Reynolds (1976) a expliqué la frontière diagonale de la *Temperature Interaction Zone* (TIZ) par le passage d'un régime d'ébullition en film *épais* à un régime d'ébullition en film *mince*. Selon l'analyse effectuée des essais d'ébullition en film autour d'un cylindre (Berthoud, 2009-b), il a été conclu qu'il existait deux sous-régimes d'ébullition en film : un régime en film dit *stable*, sans contact L-S, puis, lors du refroidissement, un régime en film dit *instable* où la présence de contacts L-S augmente le flux transmis. Dans les expériences de Dullforce, une explosion spontanée ayant lieu lors du passage d'un film épais à un film mince, on peut penser que des contacts entre le réfrigérant et le corps chaud liquide sont apparus.

On peut donc essayer de rechercher la transition entre les deux sous-régimes d'ébullition en film, stable et instable, en étudiant la transition entre les domaines de film épais et de film mince. On utilise pour cela un modèle simplifié d'ébullition en film autour d'une sphère au voisinage du point de stagnation. Ce choix n'est pas anodin car il permet de vérifier au mieux les hypothèses utilisées pour construire le modèle, à savoir :

- (H1) L'écoulement du liquide est potentiel.
- (H2) L'épaisseur du film de vapeur, δ_v , est constante et petite vis-à-vis du rayon de la sphère, R .
- (H3) L'écoulement vapeur est laminaire.
- (H4) L'interface L-V est lisse et à $T_{Sat}(P_\infty)$.
- (H5) Pour la phase vapeur, les termes inertiels dans le bilan de la quantité de mouvement et les termes convectifs dans le bilan d'énergie sont négligés (ceci est d'autant plus vrai que l'on est proche du point de stagnation).
- (H6) Le flux de chaleur transmis au liquide au voisinage du point de stagnation est décrit au moyen d'une corrélation classique de convection forcée autour d'une sphère à T_{Sat} . Ceci est d'autant plus vrai que l'on est proche du point de stagnation et donc que les modifications induites par la vitesse tangentielle à l'interface L-V sont négligeables ($u_{LV} \approx 0$) (Berthoud, 2009-b). On utilise la corrélation de Boussinesq suivante :

$$Nu_{stag} = 2 \left(\frac{3Pe}{\pi} \right)^{1/2} \quad \text{où } Pe = \frac{2u_\infty R}{\alpha_L} \quad (\text{A 8-1})$$
- (H7) Le flux de rayonnement est négligeable.
- (H8) Les propriétés physiques de la vapeur sont calculées à $(T_s + T_{Sat})/2$.

Les différents bilans sont écrits dans le référentiel décrit ci-dessous (Figure A 8-1).

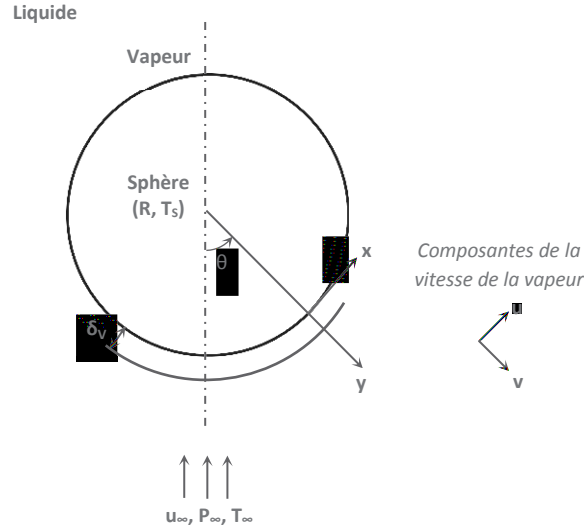


Figure A 8-1 - Géométrie considérée dans le modèle simplifié

Le bilan interfacial d'énergie est donné par :

$$q_{si} - q_{il} = \dot{m} h_{LV} \quad (\text{A 8-2})$$

$$\text{Avec } q_{si} = \frac{\lambda_v}{\delta_v} (T_s - T_{sat}) \text{ et } q_{il} = \frac{\lambda_L Nu_{stag}}{2R} (T_{sat} - T_\infty) = \frac{\lambda_L}{R} \left(\frac{6u_\infty R}{\pi \alpha_L} \right)^{1/2} (T_{sat} - T_\infty).$$

\dot{m} désigne le taux de vaporisation, défini par : $\dot{m} = \rho_v v_{LV}$, où v_{LV} est la vitesse radiale de la vapeur à l'interface L-V que l'on obtient en résolvant l'écoulement de vapeur. Avec les hypothèses considérées, le bilan de la quantité de mouvement selon x de la phase vapeur s'écrit comme suit :

$$-\frac{\partial P}{\partial x} + \mu_v \frac{\partial^2 u_v}{\partial y^2} = 0 \quad (\text{A 8-3})$$

Le gradient de pression est obtenu à partir des approximations classiques pour les couches limites, soit :

$$\frac{dP_v}{dx} = \frac{dP_l}{dx} = -\frac{9\rho_L u_\infty^2 x}{4R^2} \quad (\text{A 8-4})$$

Ce qui conduit à :

$$v_v \frac{d^2 u_v}{dy^2} = -\frac{9}{4} \frac{\rho_L}{\rho_v} \frac{u_\infty^2 x}{R} \quad (\text{A 8-5})$$

$$\text{Avec } u_v(0) = 0 \text{ et } u_v(\delta_v) = u_L(\delta_v) = \frac{3}{2} \frac{u_\infty x}{R} \quad (\text{H1}).$$

On obtient alors :

$$u_v(y) = -\frac{9}{8} \frac{\rho_L}{\rho_v} \frac{u_\infty^2 x}{v_v R^2} y^2 + \frac{3}{2} \frac{u_\infty x}{\delta_v R} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\rho_L}{\rho_v} \frac{u_\infty \delta_v^2}{v_v R} \right) y \quad (\text{A 8-6})$$

On en déduit $v_v(y)$ à l'aide de l'équation de continuité de la vapeur (H8), puis $v_{LV} = v_v(\delta_v)$:

$$v_{LV} = -\frac{3}{4} \frac{u_\infty}{R} \left(\delta_v + \frac{1}{4} \frac{\rho_L}{\rho_V} \frac{u_\infty \delta_v^3}{v_{VR}} \right) \quad (\text{A 8-7})$$

Le bilan interfacial d'énergie s'écrit alors :

$$\frac{\lambda_V}{\delta_v} (T_s - T_{\text{Sat}}) - \frac{\lambda_L}{R} \left(\frac{6u_\infty R}{\pi \alpha_L} \right)^{1/2} (T_{\text{Sat}} - T_\infty) = \frac{3}{4} \frac{\rho_V u_\infty h_{LV}}{R} \left(\delta_v + \frac{1}{4} \frac{\rho_L}{\rho_V} \frac{u_\infty \delta_v^3}{v_{VR}} \right) \quad (\text{A 8-8})$$

Dans l'équation (A 8-8), δ_v est la seule inconnue.

Appliquons ce modèle à l'expérience de Dullforce où des gouttes de 12 g d'étain ($D = 14.6$ mm) chutent dans l'eau avec une vitesse terminale $u_\infty = 0.8 \text{ m.s}^{-1}$. Cela permet de tracer les courbes $\delta_v(\Delta T_{\text{Sub}} = T_s - T_\infty)$ avec comme paramètre la température de la goutte, T_s . En prenant l'intersection des tangentes aux deux extrémités du domaine, $\Delta T_{\text{Sub}} = 0 \text{ K}$ (cas saturé – film épais) et $\Delta T_{\text{Sub,Max}}$ (sous-refroidissement maximal – film mince), on détermine une courbe donnant la transition entre les deux sous-régimes. Les résultats d'un tel calcul sont représentés sur la Figure A 8-2.

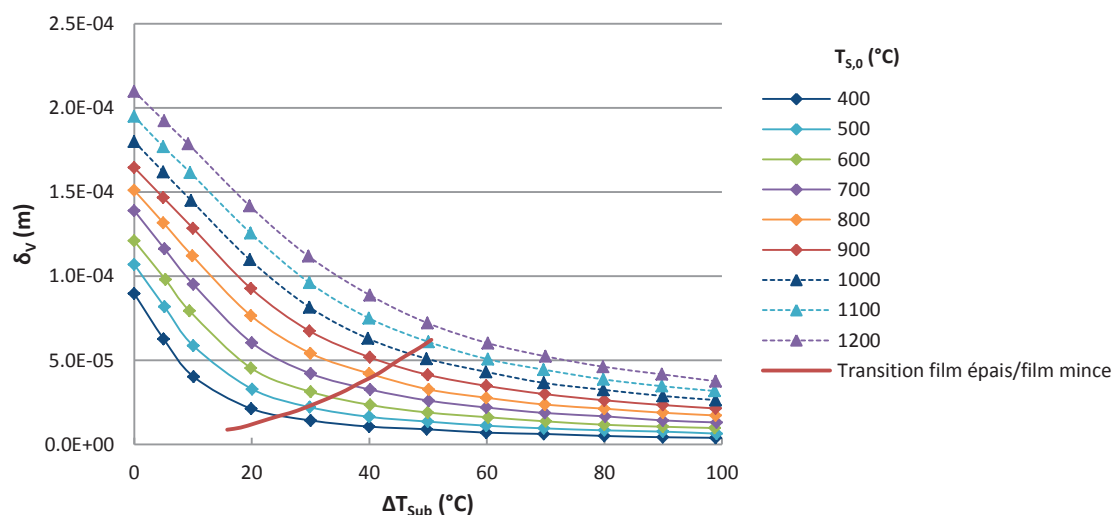


Figure A 8-2 - Représentation de l'épaisseur de film en fonction du sous-refroidissement pour différentes températures de goutte pour déterminer la transition d'un film épais à un film mince

Sphère d'étain, $R = 7.3 \text{ mm}$, $u_\infty = 0.8 \text{ m.s}^{-1}$.

En prenant l'intersection de la droite $\Delta T_{\text{Sub}} = C^{\text{ste}}$ avec la courbe de transition, on peut alors remonter à la température T_s à laquelle la goutte initialement à $T_{s,0}$, passera du régime de film épais (*stable*) au régime de film mince (*instable*).

En reportant ces points sur la TIZ obtenue expérimentalement par Dullforce, on observe que la transition déterminée à partir du modèle ci-dessus est en bon accord avec la transition observée dans les essais.

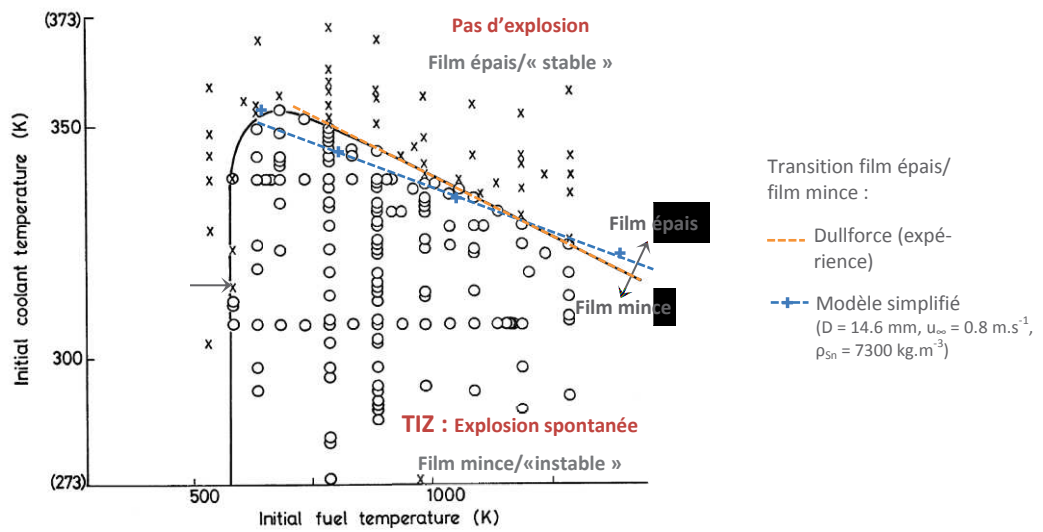


Figure A 8-3 - Comparaison de la transition film épais/film mince de Dullforce obtenue expérimentalement à celle obtenue à partir du modèle simplifié pour le système Sn-H₂O

Ce modèle simple peut donc être utilisé pour estimer la transition entre un régime de film dit *stable* à un régime de film dit *instable* avec contacts entre le réfrigérant et la surface chaude.

Résumé

Titre : Étude de l'ébullition en film du sodium autour d'une sphère à haute température

Lors d'un accident grave dans un réacteur à neutrons rapides refroidi au sodium, le combustible fondu peut entrer en contact avec le sodium environnant, conduisant alors à une interaction communément appelée *Interaction Combustible-Réfrigérant*. L'objectif de ce travail est d'améliorer la connaissance relative aux transferts thermiques en régime d'ébullition en film du sodium, essentielle pour étudier les risques liés à une éventuelle explosion de vapeur.

Peu d'études, tant expérimentales que théoriques, ont été menées sur l'ébullition en film du sodium. Une unique expérience permet d'étudier l'ébullition en film du sodium en convection naturelle. Lors de l'analyse de ces essais, deux sous-régimes d'ébullition en film, non identifiés par l'auteur mais déjà observés pour l'eau, ont été mis en évidence : un régime de film qualifié de *stable*, sans contact liquide-solide, et un régime de film qualifié d'*instable*, avec contacts. D'un point de vue théorique, un seul modèle dédié à l'ébullition en film du sodium est proposé dans la littérature, dont l'analyse a révélé de nombreux défauts.

Dans un premier temps, une analyse d'échelles du problème a été effectuée en convection naturelle et en convection forcée, en distinguant les cas d'un fort et d'un faible sous-refroidissement. Cette approche simplifiée, cohérente avec les résultats expérimentaux, a permis de définir les nombres adimensionnels pertinents pour l'établissement de corrélations.

Un modèle a ensuite été développé pour traiter l'ébullition en film du sodium autour d'une sphère dans le cas le plus général - en convection naturelle ou forcée, pour un métal liquide saturé ou sous-refroidi. Ce modèle est basé sur l'approximation de double couche limite et met en œuvre une méthode intégrale en considérant les termes inertiels et convectifs, classiquement négligés, dans les équations de bilan de l'écoulement de vapeur. Par ailleurs, le rayonnement est pris en compte de manière couplée à l'interface liquide-vapeur et contribue directement à la production de vapeur.

Ce modèle permet d'évaluer correctement le flux de chaleur perdu par un corps chaud en comparaison aux résultats des essais, en particulier lorsque ceux-ci sont corrigés des biais expérimentaux. La partition du flux de chaleur, entre chauffage et vaporisation, est également estimée : il s'agit d'une information indispensable à la description d'une explosion de vapeur et non accessible expérimentalement. En outre, l'influence de différents paramètres - sous-refroidissement du sodium, surchauffe et diamètre de la sphère, vitesse de l'écoulement externe, pression du système - dans les conditions pouvant être celles d'un accident grave a été étudiée.

Enfin, un modèle simplifié a été utilisé pour étudier la transition entre les deux sous-régimes d'ébullition en film identifiés dans l'expérience. Les tendances obtenues par cette approche sont analogues à celles observées expérimentalement.

Mots clés : ébullition en film, transferts thermiques, sodium, stabilité du film de vapeur.

Abstract

Title: Study of sodium film-boiling heat transfer from a high-temperature sphere

During a severe accident in a sodium-cooled fast reactor, molten fuel may come into contact with the surrounding liquid sodium, resulting in a so-called *Fuel-Coolant Interaction*. This work aims at providing a better understanding and knowledge of the associated heat transfer, likely to be in the film-boiling regime and required to study the risks related to a vapor explosion.

Scarce literature has been found on sodium film boiling, both from an experimental and a theoretical point of view. Only one experiment has been conducted to investigate sodium pool film-boiling heat transfer. In our analysis of the experiment, two film-boiling regimes have been identified: a *stable* film boiling regime, without liquid-solid contact, and an *unstable* film-boiling regime, with contacts. Besides, the only theoretical model dedicated to sodium film boiling has shown some weaknesses.

First, a scaling analysis of the problem has been proposed for free and forced convection, considering the two extreme cases of saturated and highly subcooled liquid. This simplified approach, which shows a good agreement with the experimental data, provides the dimensionless numbers which should be used to build correlations.

A theoretical model has been developed to describe sodium film-boiling heat transfer from a hot sphere in free and forced convection, whatever the liquid subcooling. It is based on a two-phase laminar boundary layer integral method and includes the inertial and convective terms in the vapor momentum and energy equations, usually neglected. The radiation has been taken into account in the interfacial energy balance and contributes directly to produce vapor.

This model enables to predict the heat lost from a hot body within an acceptable error compared to the tests results especially when the experimental uncertainties are considered. The heat partition between liquid heating and vaporization, essential to study the vapor explosion phenomenon, is also estimated. The influence of different parameters - sodium subcooling, sphere superheat and diameter, external flow velocity, system pressure - under accident conditions has been studied.

Eventually, a simplified model has been used to investigate the transition between the two film boiling regimes identified in the experiment. The trends obtained with this approach are similar to those observed experimentally.

Key words: film-boiling heat transfer, sodium, vapor film stability.